

1866.

ANNALEN

No. 4.

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXXVII.

**I. Ueber eine neue Art akustischer Staubfiguren
und über die Anwendung derselben zur Bestimmung
der Schallgeschwindigkeit in festen Körpern
und Gasen; von Dr. August Kundt.**

(Vom Hrn. Prof. Magnus der Akad. d. Wiss. zu Berlin im Auszuge
mitgetheilt im Mai 1865.)

Seit der schönen Entdeckung Chladni's durch aufgestreuten Sand oder andere leichte Pulver die Schwingungsformen tönender Körper dem Auge sichtbar zu machen, ist dieß einfache leichte Verfahren in den Händen verschiedener Physiker zu einem Hilfsmittel geworden, welches zu bedeutenden Aufschlüssen in der Akustik geführt hat. Wenn auch in neuerer Zeit durch andere Methoden, insbesondere durch die optische Untersuchung tönender Körper mittelst Spiegelung und die Schreibmethoden, in den Hintergrund gedrängt, ist jenes ältere Verfahren doch immer noch für das Studium der tönenden Körper von Wichtigkeit und bekanntlich ist ein Theil dessen, was man durch aufgestreuten Sand beobachten kann, theoretisch noch durchaus nicht zu dem erwünschten Abschluß gekommen.

Bei allen bisher beobachteten Sand- oder sogenannten Klangfiguren auf tönenden Platten, Glocken oder Stäben sind es immer transversale Stöße des festen tönenden Körpers, die den Sand oder Staub zu den Knotenlinien treiben. Auch die von Savart an longitudinal tönenden Stäben und Röhren entdeckten alternirenden Knotenlinien und Spiralen rühren, wie Seebeck gezeigt hat, von secundären transversalen Bewegungen des Stabes her. Später er-

gab sich freilich, daß unter Umständen auch ohne daß transversale Stöße eines festen tönenden Körpers mitwirkten, durch Luftströmungen auf Platten Staubfiguren entstehen könnten, indem Faraday nachwies, daß die eigenthümlichen von Savart entdeckten Figuren von *Semen Lycopodii*, die sich auf tönenden Platten zeigen, von Wirbeln und Luftströmungen herrühren, die von den Stellen der Ruhe zu den Vibrationscentren der Platte gerichtet sind. Diese Figuren sind jedoch nicht im eigentlichen Sinne Klangfiguren, indem sie nicht durch selbsttönende Luft hervorgebracht werden, sondern vielmehr durch continuirliche Luftströme bedingt sind, die durch die tönende Platte erzeugt werden. Staubfiguren durch tönende Luftmassen, also etwa im Innern einer Orgelpfeife, sind bisher nicht beobachtet worden, und ich habe mich selbst oft überzeugt, daß in offenen oder gedeckten Pfeifen, kurzen oder langen, und selbst in kleinen Pfeifen auf die ein langes Glasrohr aufgesetzt war, die also eine ganze Reihe von Tönen geben, durchaus keine regelmäßige Bewegung eines eingestreuten leichten Pulvers eintritt. Man kann freilich, wie bekannt, in einer Pfeife durch Sand sehr leicht die Stellen der Ruhe und größten Bewegung der Luft sichtbar machen, wenn man in eine vertical stehende Pfeife eine kleine gespannte Membran auf die etwas Sand gestreut ist, hineinläßt. Wenn aber dann in der Mitte zwischen zwei Knotenpunkten der Sand auf der Membran hüpfet, so ist es nicht die Luft direct, durch die dieß geschieht, sondern die Luft setzt die Membran in Mitschwingung und diese bewegt nun erst durch ihre transversalen Stöße den Sand.

Wenn nun aber auch unter gewöhnlichen Umständen eine tönende Luftmasse, z. B. die einer Orgel- oder Zungenpfeife, Sand oder Staub nicht zu bewegen, wenigstens nicht regelmäßig in den Knotenpunkten anzuhäufen vermag, so ist es mir doch gelungen, indem ich eine Luftsäule auf eine eigenthümliche Art in stehende Schwingungen versetzte, durch diese tönende Luftsäule Sand oder *Semen Lycopodii*

nicht
eine
ne
Bew
Stau
Lyc
vern
well
herv
stän
cher
dass
und
gebe
cher
scha
nich
und
selb
such
erhö
eine
lich
erze
ein
aber
Dan
wie
zur
Dau
thod
Zwe
gure
gen,
selb

nicht nur zu bewegen, sondern auch den Staub zugleich in einer ganzen Reihe von Luftwellen so regelmässig anzuordnen, dass durch denselben alle einzelnen Wellen und die Bewegungen in ihnen aufgezeichnet werden. Die Sand- oder Staubfiguren — (unter Staub ist im Folgenden immer Semen *Lycopodii* verstanden, da dies sich von allen leichten Pulvern am Besten für die Figuren eignet) — die stehende Luftwellen nach der im Folgenden zu beschreibenden Methode hervorbringen können, sind je nach den besonderen Umständen, unter denen sie entstehen, von ziemlich mannigfacher Form, das Grundschemata derselben ist jedoch immer dasselbe. Es können im Folgenden nur die Hauptformen und hauptsächlichsten Eigenthümlichkeiten derselben angegeben werden, einen wirklichen Einblick in die mannigfachen kleinen Nüancirungen derselben kann nur die Anschauung gewähren. Die neuen Staubfiguren bieten aber nicht blofs das Interesse dar, zu sehen, dass eine Luftwelle und wie sie sich in einem leichten Pulver aufzeichnet, dieselben nehmen, abgesehen davon dass sie noch zur Untersuchung einiger specieller Phänomene dienen können, ein erhöhtes Interesse dadurch in Anspruch, dass dieselben von einer Regelmässigkeit sind, die sie für Messungen zugänglich macht, und da die Länge derselben mit derjenigen der erzeugenden Luftwelle identisch ist, so hat man in ihnen ein Mittel, die Länge dieser Luftwellen zu bestimmen. Da aber an die Stelle der Luft jedes andere Gas oder jeder Dampf gebracht werden kann, so geben diese Staubwellen, wie später gezeigt werden wird, ein sehr einfaches Mittel zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Gasen und Dämpfen. Umfassende genaue Anwendungen dieser Methode habe ich bis jetzt noch nicht ausführen können, der Zweck des Folgenden ist hauptsächlich nur, jene Staubfiguren und ihre Hervorbringung zu beschreiben und zu zeigen, in welchem Umfange und mit welcher Genauigkeit dieselben für verschiedene Zwecke benutzt werden können.

In eine etwa 4 Fufs lange Glasröhre, deren Durchmes-

ser etwa $\frac{3}{4}$ Zoll beträgt, schütte man ein Wenig Samen *Lycopodii*, und vertheile dies durch Schütteln so in der Röhre, daß es überall als Staub an den Wänden der Röhre haftet. Würde man nun die Röhre longitudinal tönen lassen, so würde der Staub sich am Boden der Röhre an bestimmten Stellen sammeln, die den Savart'schen spiralförmigen Knotenlinien angehören. Steckt man aber wenn der Staub in der ganzen Röhre vertheilt ist, in jedes Ende derselben einen gut schließenden Kork und läßt die Röhre tönen, indem dieselbe etwa in einem oder zwei Knotenpunkten eingeklemmt ist, so wird nun der Staub nicht zu jenen Ruhestellen eilen, sondern sich eigenthümlich am Boden der Röhre lagern. Fig. 1 Taf. V giebt ein Bild der entstandenen Staubfigur für einige Zolle der Röhrenlänge. Man erblickt periodische Ausbreitungen des Staubes, *ab*, *bc*, *cd*, ... und zwar sind diese periodischen Anhäufungen von lauter kleinen Rippen und Reifen gebildet, die in kleinen Abständen neben einander liegen. Reibt man alsdann die Röhre noch einmal an, so wird man sehen, daß der Staub aufwirbelt und wenn der Ton verklingt, sich ebenso wieder niederlegt. Die größeren periodischen Anhäufungen haben dabei ihre Form und Lage behalten, die kleinen Rippchen sind zwar nicht absolut dieselben geblieben, aber in ähnlicher Weise wieder vorhanden. Reibt man die Röhre mit einem recht schnellen Zuge und unterbricht diesen Zug plötzlich, indem man die Hand mit dem reibenden Tuch plötzlich auf der Röhre ruhen läßt, so ändert sich die Figur meist, die größeren periodischen Staubanhäufungen bleiben, aber die kleinen Rippchen sind verschwunden. Reibt man die Röhre anhaltend, so verschwinden allmählich die Staubfiguren und der Staub wandert zu den Knotenpunkten der Savart'schen Spiralen am Boden der Röhre. Reibt man jedoch die Röhre, nachdem der Staub überall an den Wänden vertheilt ist, recht vorsichtig und gut an, so zeigen sich die entstehenden Figuren noch regelmäßiger als in Fig. 1. Fig. 2 giebt ein Bild der Lagerung des Staubes; man sieht,

dafs zwischen jeder Staubanhäufung sich eine ziemlich runde Stelle befindet, die selbst frei von Staub, von einem zarten Staubring umgeben ist.

Bevor wir aber zur eigehenderen Behandlung der Form der Figuren übergehen, wird es nöthig seyn, die Entstehungsweise zu betrachten. Wie schon oben angedeutet, sind es stehende Luftwellen im Innern der Röhre, die die Staubfiguren hervorbringen.

Dafs es wirklich die bewegte Luft ist, die das Semen Lycopodii in jene Formen legt, und nicht etwa irgendwie die longitudinalen oder transversalen Oscillationen der Röhre selbst die erregende Ursache sind, ergiebt sich mit Bestimmtheit daraus, dafs erstens die besprochenen Staubfiguren nicht entstehen wenn die Röhre an den Enden offen ist; zweitens, dafs in einer Röhre, wie später unten genauer angegeben werden wird, die Zahl der Staubanhäufungen sich ändert, wenn die Röhre statt mit Luft mit irgend einem andern Gase gefüllt ist; und drittens, dafs in einer luftleeren, an beiden Enden verstöpselten Röhre sich die Figuren *nicht* bilden, sondern das Semen Lycopodii sofort beim Tönen zu den Punkten der Savart'schen Spirale eilt, die gerade am Boden der Röhre liegen.

Die Frage ferner, wie denn die Luft in einer geschlossenen Röhre in so regelmässige Schwingungen gerathe, dafs diese den Staub in so bestimmte Figuren anordnen, beantwortet sich experimentell ebenso einfach. Bekanntlich sind die Töne longitudinalschwingender Stäbe oder Röhren außerordentlich kräftig und geräth die Luft durch dieselben in sehr energische Vibrationen. Untersucht man nun, wo denn eine solche Röhre oder ein Stab seine Oscillationen der Luft mittheilt, so wird man finden, dafs diefs vorzugsweise nur durch den Stofs der freien Enden gegen die Luft geschieht. Es läge nahe zu vermuthen, dafs einmal die hin und her gleitenden Theilchen der Röhrenwände die Luft durch Reibung mit in Bewegung setzen; und zweitens, dafs die mit den longitudinalen Oscillationen immer verbundenen transversalen Bewegungen sich der Luft

mittheilen. So weit jedoch meine Versuche über diesen Punkt reichen, ist es mir nicht gelungen, längs einer longitudinal tönenden Röhre wahrnehmbare Oscillationen der Luft nachzuweisen. Die Erregungsstelle des Tones liegt jedenfalls hauptsächlich an den freien Enden.

Man darf also auch nicht annehmen, daß in den geschlossenen Röhren die Luft etwa durch die secundären transversalen Schwingungen, oder durch Reibung der Röhrenwände gegen die Luft in Bewegung gesetzt würde. Die Erregung stehender Wellen in der Röhre kann nur von den Enden herrühren. Hat man eine an beiden Enden durch ebene Platten, also etwa durch Kork verschlossene Röhre, hält dieselbe in der Mitte und reibt nun an einem Ende, so verlängern und verkürzen sich gleichzeitig die beiden freien Enden, und es ist klar, daß die in der Röhre abgeschlossene Luftmasse von den ebenen Endflächen abwechselnd zusammengedrückt und dilatirt wird, und zwar geschieht dies genau so oft in einer Secunde wie die Glasröhre selbst Schwingungen macht. An jedem Ende erhält die Luftsäule genau so viele Stöße als die Schwingungszahl der Röhre beträgt. In Folge dessen muß die Luftsäule in stehende Schwingungen gerathen und zwar so, daß ihr Ton genau derselbe ist, wie derjenige der Glasröhre. Da nun im Glas die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles eine bedeutend größere ist, als in der Luft, so gehört bekanntlich zu demselben Ton eine sehr viel längere longitudinale Glaswelle als Luftwelle, und zwar verhalten sich für longitudinale Schwingungen die demselben Ton zugehörigen Wellen in zwei Körpern direct wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Schalles in denselben. Im Glas pflanzt sich der Schall beinahe 16mal so schnell fort als in der Luft, wird nun eine Glasröhre in der Mitte gehalten und an einem Ende gerieben, so ist die ganze Länge derselben eine halbe Welle, und zählt man jetzt die periodischen Staubaufhäufungen, so findet man deren 16. Eine jede derselben würde mithin einer halben Luftwelle entsprechen¹⁾.

1) Im Folgenden ist immer der Raum, den Verdichtung und Verdünnung

Ein ganz directer Beweis dafür, daß die im Innern der Röhre vorhandenen stehenden Luftwellen wirklich von den Stößen der verschlossenen Enden der Röhre herrühren, wird sich später ergeben: man überzeugt sich aber auch leicht durch den folgenden Versuch von der Richtigkeit des Gesagten.

Man klemme eine Röhre auf $\frac{1}{4}$ ihrer Länge, vom freien Ende an gerechnet, ein, reibe dann in der Mitte, so entstehen an der eingeklemmten Stelle und ebenfalls an $\frac{1}{4}$ der Länge von dem andern freien Ende Knotenpunkte. Verstößt man nun die beiden Enden der Röhre, so bilden sich die Staubfiguren ebenso wie oben, freilich in anderer Zahl. Bringt man jedoch die Korke statt an die Enden an die beiden Knotenpunkte, so hat man ebenfalls zwischen diesen beiden Korken eine abgeschlossene Luftsäule; es bilden sich aber in dieser beim Tönen nie die behandelten Staubfiguren, da jetzt durch die Korke keine Stöße ausgeübt werden, weil in den Knotenpunkt die Glastheilchen sich durchaus nicht bewegen.

Läßt man jedoch den einen Kork an dem einen Knotenpunkt, bringt aber den andern in die Mitte zwischen die zwei Knotenpunkte, so bilden sich jetzt wieder sofort die Staubfiguren in der abgeschlossenen Luftsäule, da nun der Kork in der Mitte zugleich mit den Glastheilchen, die hin- und hergleiten, hin- und herbewegt wird, und also gegen die Luft stößt. Ganz allgemein entstehen die Staubfiguren wenn beide Korke oder wenigstens einer derselben sich an einer solchen Stelle der Röhre befindet, wo die Glastheilchen sich hin- und herbewegen, nie aber dann wenn sie sich an den Knotenpunkten befinden, in denen zwar Verdichtungen und Verdünnungen, aber keine Bewegungen stattfinden.

zusammen umfassen, als eine Welle gerechnet, mithin der Raum zwischen zwei aufeinander folgenden Knotenpunkten stehender Wellen, als eine halbe Welle. Daß die Staubanhäufungen hiernach nach halben und nicht nach ganzen Wellen zählen, ist natürlich, da für sie lediglich die aufeinander folgenden Knotenpunkte maßgebend sind.

Es ist hier übrigens noch zu erwähnen, daß es durchaus nicht nöthig ist, daß die tönende Röhre an beiden Enden verschlossen sey, es genügt vollständig, daß sich an einem Ende derselben oder in der Mitte zwischen irgend zwei Knotenpunkten eine feste Wand befinde. Diese stößt alsdann gegen die Luft und setzt dieselbe in Schwingung, gerade wie die Luft einer offenen Pfeife in stehende Schwingungen geräth, dadurch daß die Luft an dem einen Ende derselben in Bewegung gesetzt wird. Man thut jedoch im Allgemeinen besser die Röhre an beiden Enden zu schließen, da alsdann die Intensität der Oscillationen der Luft größer zu seyn scheint. Wenigstens bilden sich die Staubfiguren in diesem Fall leichter und regelmäßiger.

Genau genommen könnten sich in einer an beiden Enden geschlossenen longitudinal tönenden Röhre nur dann energische regelmäßig stehende Luftwellen bilden, wenn die dem Ton zugehörige Luftwelle ein aliquoter Theil der Länge der ganzen Röhre ist. Nichtsdestoweniger bilden sich in jeder an beiden Enden geschlossenen Röhre, von der im Allgemeinen das Verlangte nicht gelten wird, jene Staubfiguren, jedoch hängt die Form derselben mit von dem Verhältniß der Länge der Glasröhre und der zugehörigen Luftwelle ab. Es wird später eine Vorrichtung angegeben werden, mittelst deren es leicht möglich ist, den Einfluß des Verhältnisses der Röhrenlänge zu der Länge der zugehörigen Luftwelle auf die Bildung der Staubfiguren zu studiren, hier mag es vorläufig genügen, anzugeben, daß die stehenden Wellen in einer an den Enden verschlossenen Glasröhre einmal regelmäßiger sind und dann, daß die Intensität derselben eine größere ist, wenn die Länge der Röhre möglichst genau ein Vielfaches der zugehörigen Luftwelle ist, als wenn dies nicht der Fall. Da nun von der Regelmäßigkeit der Luftwellen, eben sowohl wie von ihrer Intensität die Form der Staubfiguren abhängen muß, so ändert sich diese auch und ist verschieden, je nach dem Verhältniß der Röhrenlänge zur Länge der Luftwellen.

Die Staubfiguren zeigen sich je nach den Umständen

immer etwas verschieden, die hauptsächlichsten Nüancirungen sind, wie schon angegeben, in den Figuren 1 und 2 Tafel V gezeichnet. Von diesen zeichnet sich besonders Fig. 2 aus durch die eigenthümlichen Löcher, die sich zwischen je zwei Staubanhäufungen finden. Diese »Löcher« bezeichnen, wie sich später mit einem anderen Apparat ergeben wird, die Stellen der Knotenpunkte der stehenden Luftwellen. Darüber, wie die Löcher zu Stande kommen, möchte ich jetzt noch keine ganz bestimmte Ansicht aussprechen, nur das läßt sich mit Bestimmtheit sagen, daß sie nicht vollkommen unabhängig sind von den Schwingungen der Glasröhre selbst. An den Stellen der Knotenpunkte der longitudinalen Bewegung sind dieselben bedeutend größer als zwischen zwei Knotenpunkten oder an den freien Enden der Röhre, vielleicht nur deshalb, weil zwischen zwei Knotenpunkten des Samen *Lycopodium* mit größerer Kraft von den Wänden der Röhre fortgeschleudert und dann von den Schwingungen der Luft gelagert wird, als an einem Knotenpunkt, wo die wirkliche Bewegung der Glastheilchen sehr gering ist. Die Figur mit ganz regelmäfsig runden Löchern an den Stellen der Knotenpunkte der Luftwellen in der ganzen Länge einer Röhre gut zu erhalten, ist übrigens nicht so leicht und erfordert einige Uebung. Sehr viel liegt an der Art, wie man beim Reiben der Röhre die Hand führt, ebenso ist es nicht gleichgültig für die Staubfiguren, womit man die Röhren reibt, und wie sie während des Reibens gehalten werden. Zum Reiben bediene ich mich gewöhnlich eines ziemlich dicken wollenen Stückes Tuch, welches ganz und gar, aber nicht zu sehr, mit Wasser angefeuchtet ist. Ebenso gute Dienste wie ein Stück wollenes Tuch thut ein Stück einer wollenen Strickerei, etwa die eines Strumpfes. Man kann die Röhren, wenn man sie tönen läßt, entweder in der Mitte oder auf ein Viertel mit der linken Hand, die man gegen einen Tisch stemmt, wagerecht halten, oder aber in eine oder zwei Klemmen der Art, wie sie in Fig. 5 Taf. V gezeichnet ist, einklemmen. Als Staub für die Figuren eignet

sich entschieden am Besten Semen *Lycopodii*; Sand oder andere schwerere Pulver werden von den Luftwellen in einer longitudinal tönenden Röhre nicht bewegt, das angewandte Pulver muß ein so leichtes und feines seyn, wie Semen *Lycopodii*.

Wenn aber auch je nach den verschiedenen Umständen die Form der Staubwellen variiren kann, so bleibt doch die Zahl derselben in einer Röhre immer genau dieselbe oder variirt anscheinend höchstens um einen kleinen Bruchtheil einer halben Welle. *So lange das Verhältniß der Schallgeschwindigkeit der Luft und des angewandten Glases dieselbe bleibt, ist es überdies ganz gleichgültig, welche Länge und welchen Querschnitt die angewandte Glasröhre hat.* Bei irgend einer Glasröhre, die mit einem Knotenpunkt in der Mitte tönt, mag sie nun einen Querschnitt oder eine Länge haben, welche sie will — ich habe Röhren von 6 Fuß Länge und 3 Zoll Durchmesser und Röhren von 1 Fuß Länge und 1 Linie Durchmesser im Innern angewandt — beträgt die Anzahl der in derselben entstehenden Staubwellen, d. i. der halben Luftwellen, immer etwa 16. Läßt man dagegen die Röhre mit zwei Knotenpunkten tönen, und zählt die halben Luftwellen, so erhält man deren 32¹⁾, läßt man die Röhre mit drei Knotenpunkten tönen, so erhält man 48 Staubwellen usw. Im ersten Fall, bei einem Knotenpunkt, stellt die Glasröhre eine halbe Glaswelle dar, im zweiten schwingt sie als eine ganze Welle, der Ton ist somit um eine Octave gestiegen, im dritten endlich schwingt sie als $\frac{3}{2}$ Wellen, und der Ton ist abermals um eine Quinte gestiegen. Demgemäß muß auch die Größe der zugehörigen Luftwellen abgenommen haben im Verhältniß von 3:2:1, oder die Anzahl derselben für eine gegebene Länge sich verhalten wie 1:2:3 d. i. wie 16:32:48. Für die Bestimmung des Verhältnisses der Schallgeschwindigkeit von Glas zu derjenigen der

1) Die Geschwindigkeit des Schalles im Glase ist immer 16mal so groß angenommen als diejenige der Luft bei gewöhnlicher Temperatur; für die meisten Glassorten beträgt sie nur etwas über 15.

eingeschlossenen Luft, ist es also auch ganz gleichgültig ob man die Glasröhre mit 1, 2 oder 3 Knoten tönen läßt; immer kommen auf $\frac{1}{2}$ Glaswelle, 16 halbe Luftwellen.

Die Staubwellen, wie sie im Innern einer Röhre erhalten werden, können nun zuvörderst in zweierlei Hinsicht zur Messung und numerischen Bestimmung benutzt werden. Erstens ist klar, daß man mittelst derselben mit Leichtigkeit die Tonhöhe einer longitudinal tönenden Röhre, wenn sie an beiden oder wenigstens an einem Ende geschlossen ist, bestimmen kann. Man erzeugt in derselben die Figuren von Samen Lycopodii, und bestimmt möglichst genau die Länge einer Staubwelle, indem man die Gesamtlänge einer bestimmten Anzahl derselben mißt. Da für eine gegebene Temperatur die Geschwindigkeit des Schalles mit hinreichender Genauigkeit bekannt ist, so findet man aus der Länge der Staubwelle, die derjenigen der Luft gleich ist, die Schwingungszahl der Luft. Da diese dieselbe seyn muß wie die der Röhre, so ist mithin auch diese gefunden.

Sodann leuchtet ein, daß die Staubwellen nicht nur dazu dienen können, wie oben angegeben, das Verhältniß der Schallgeschwindigkeit in Glas und Luft zu bestimmen sondern indem man die Luft in der Röhre durch irgend ein anderes Gas ersetzt, ebensowohl die Geschwindigkeiten des Schalles in diesen Gasen ergeben. Ist irgend eine an den Enden verschlossene Glasröhre mit einem andern Gase als Luft gefüllt, so werden auf eine Glaswelle nicht 16 Wellen innerhalb der Röhre kommen, sondern irgend eine andere Zahl, die bedingt ist durch das Verhältniß der Schallgeschwindigkeit des Glases und des betreffenden Gases. Man sieht leicht, daß die Zahl der Staubwellen in Röhren, die mit verschiedenen Gasen gefüllt sind, sich umgekehrt verhalten müssen, wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in den betreffenden Gasen. Die Längen der Staubwellen sind den Schallgeschwindigkeiten direct proportional.

Indem man nun die Schallgeschwindigkeit in der Luft gleich Eins setzt, kann man diejenige der andern Gase durch die der Luft, wie es gebräuchlich ist, ausdrücken.

Man kann sehr leicht irgend ein Rohr mit einem zu untersuchenden Gase füllen, und indem man dann die Staubwellen in dem Rohr erzeugt, die Schallgeschwindigkeit des Gases finden. Zur Demonstration kann man sehr bequem verschiedene Röhren ein für alle Mal mit verschiedenen Gasen füllen und kann dann in jedem Moment die Staubwellen hervorrufen und so die verschiedene Schallgeschwindigkeit der verschiedenen Gase zeigen. Es kommt hierbei auf die Größe der Glasröhren durchaus nicht an, und selbst verschieden große Glasröhren mit verschiedenen Gasen sind mit einander vergleichbar, da die Zahl der Staubwellen in den Gasen, auf die es allein ankommt, von der Größe des Rohres unabhängig ist. Ich habe mir anfangs solche Schallröhren verfertigt, indem ich aus einem Rohr, in das vorher ein Wenig Samen *Lycopodii* gestreut war, die Luft durch irgend ein gut getrocknetes Gas austreiben ließ, dann schnell die Enden mit Korken verschloß, die nun durch einen guten Kitt luftdicht verschlossen wurden. Später, als ich erkannte, daß es nicht nothwendig sey, daß die stoßenden Endflächen der Röhren durchaus eben seyn müßten, verfertigte ich mir die Röhren und ließ sie verfertigen, indem die Enden nicht verkittet, sondern zugeschnitten wurden.

Eine passende und angenehme Größe für solche Schallröhren ist etwa 1 Meter Länge und 1 bis 1,5^{cm} Querschnitt.

Sehr geeignet für eine Demonstration der verschiedenen Schallgeschwindigkeiten sind Röhren gefüllt mit Luft, Kohlensäure, Leuchtgas und Wasserstoff. Läßt man diese Röhren mit zwei Knotenpunkten tönen, so erhält man nahezu für

Luft	32 Staubwellen
Kohlensäure	40 "
Leuchtgas	20 "
Wasserstoff	9 "

Demnach sind die Schallgeschwindigkeiten für die andern Gase, bezogen auf die der Luft als Einheit,

$$\text{Kohlensäure} = \frac{32}{40} = 0,8$$

$$\text{Leuchtgas} = \frac{32}{20} = 1,6$$

$$\text{Wasserstoff} = \frac{32}{9} = 3,56^1)$$

Dulong erhält für Kohlensäure 0,79 und für Wasserstoff 3,8.

Man sieht dafs die hier auf eine auferordentlich einfache Weise gefundenen Zahlen ziemlich gut mit denen von Dulong auf eine äufserst mühsame Art gefundenen stimmen, und überdies das Angenehme haben, dafs sie in jedem Moment, für jeden sichtbar, reproducirt werden können.

Statt mit Gasen kann man eben so gut die Röhren mit irgend welchen Dämpfen füllen. Ich begnüge mich anzuführen, dafs eine Röhre mit Aetherdampf bei gewöhnlicher Temperatur über 50 Staubwellen zeigt, wenn sie mit zwei Knotenpunkten tönt, und dafs es schon genügt, die Luft mit Aetherdampf zu sättigen, um in einer Röhre statt 32, beinahe 40 Staubwellen zu erhalten.

Zu wirklich scharfen Messungen für die Schallgeschwindigkeit in Gasen und Dämpfen können jedoch die Staubwellen, in der Art wie sie bisher im Innern einer tönenden Röhre erzeugt wurden, aus mancherlei Gründen nicht dienen. Ich habe daher, bestrebt die Staubwellen zum Mittel einer wirklich scharfen Messung zu machen, eine etwas andere Methode zur Hervorbringung derselben angewandt, die, abgesehen davon, dafs durch sie das Gewünschte geleistet wird, noch einige andere wesentliche Vorzüge vor der bisherigen Methode besitzt.

Da nämlich, wie oben angegeben, die Luft im Innern der Röhren nur dadurch in stehende Schwingungen geräth, dafs die freien verstopften Enden gegen die Luft stoßen, so lag der Gedanke nahe, die freien durch eine ebene Fläche begränzten Enden ebenso wie gegen die Luft im Innern der Röhre gegen einen andern abgeschlossenen Luftraum stoßen zu lassen. Diefs läfst sich leicht auf fol-

1) Die Staubwellen entstehen in einer Wasserstoffröhre oft schwer; man thut dann gut die Röhre vor dem Anreiben vorsichtig etwas anzuwärmen.

gende Weise erreichen. Auf eine Glasröhre AA' (Fig. 6 Taf. V) befindet sich in der Mitte festgekittet ein Kork KK . Mit diesem paßt die erste Glasröhre in eine andere etwas weitere Röhre BB' . Die Röhre AA' ist an ihrem Ende A mit einem Kork verschlossen a , der die Form hat wie in der Figur, und dessen breiterer äußerer Rand den Querschnitt der Röhre BB' beinahe ausfüllt, ohne aber die Wände dieser Röhre stark zu berühren. Die Röhre BB' ist an ihrem Ende B mit einem gut in dieselbe passenden Kork b verschlossen, an dessen äußerem Ende sich ein eingekitteter Stiel von Glas oder Metall befindet, mittelst dessen der Kork in der Röhre bewegt werden kann. Wird der ganze Apparat nun bei KK in der Hand gehalten und reibt man das Ende KA' der innern Röhre, so wird während des Tönens das andere Ende derselben mit dem Kork a gegen das zwischen den Korken a und b befindliche Luftvolumen stoßen, und mithin dasselbe in Schwingung versetzen. Befindet sich daher Samen *Lycopodii* in der Röhre, so wird dieß durch die stehenden Luftwellen in der angegebenen Weise in der Röhre gelagert werden. Diese Methode die Staubwellen zu erzeugen, hat vor derjenigen mittelst einer einzigen an den Enden verschlossenen Röhre den Vorzug, daß erstens die Röhre in der die Staubfiguren entstehen, selbst gar nicht tönt, die Regelmäßigkeit der durch die Luft erzeugten Figuren kann daher nicht durch die Oscillationen der tönenden Röhre gestört werden; zweitens ist man im Stande durch den verschiebbaren Kork b die Länge der ins Tönen versetzten Luftsäule beliebig zu ändern, während die tönende Glasröhre selbst ganz ungeändert bleibt; endlich ist es bei dem angegebenen Apparat durchaus nicht nöthig, daß man als Tonquelle eine Glasröhre anwendet, es kann vielmehr an die Stelle der Glasröhre AA' irgend ein massiver Stab von irgend einer Substanz gebracht werden, wenn man nur im Stande ist, denselben durch Reiben in longitudinale Schwingungen zu versetzen.

Durch verschiedene Stellung des Korkes b kann man

nun mit Leichtigkeit den Einfluss studiren, den ein verschiedenes Verhältniss der Länge der ganzen Luftsäule zu der Länge der einzelnen entstehenden Luftwellen auf die Form der Staubfiguren ausübt. Wir werden später sehen, dass dieselben in der That sehr verschieden sind, je nachdem die Luftwelle ein aliquoter Theil der ganzen Länge der Luftsäule ist oder nicht.

Dadurch ferner, dass man die Glasröhre AA' durch einen Stab von irgend einem andern Material ersetzen kann, ist der Apparat nicht nur dienlich die Schallgeschwindigkeiten der Gase zu bestimmen, wozu schon die verstöpselten Röhren allein dienen konnten, sondern kann auch sehr bequem zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit aller festen Körper, die in longitudinalen Schwingungen gerathen können, benutzt werden. Bringt man nacheinander an die Stelle der Röhre AA' Stäbe von Metallen oder Holz oder dergleichen, erzeugt durch den Ton derselben in der übergeschobenen Röhre BB' die Staubwellen, und misst nun die Länge des tönenden Stabes selbst und die Länge der zugehörigen Staubwelle, so ist durch den Quotienten dieser Zahlen sogleich die Schallgeschwindigkeit jedes einzelnen festen Körpers, bezogen auf das der Luft als Einheit gegeben. Es ist hierbei übrigens gar nicht nöthig, dass die Glasröhre, in der die Staubwellen entstehen, bis zur Mitte oder bis zu irgend einem andern Knotenpunkt der tönenden Röhre über dieselbe geschoben und dort mit einem Kork befestigt sey, man braucht nur das eine Ende eines tönenden Stabes einen oder einige Centimeter weit in eine etwas weitere am andern Ende geschlossene Glasröhre hineinzuschieben, um in der Röhre sogleich die Staubwellen zu erhalten.

Bevor wir jedoch zur Angabe der Bestimmung der Schallgeschwindigkeit einiger fester Körper übergehen, ist es nöthig die Formen der Staubfiguren in dem beschriebenen Apparat genauer zu betrachten. Der Apparat, wie er in Fig. 6 Taf. V angegeben, erfüllt seinen Zweck zwar ganz gut, indem die Korke KK , a und b hinreichend Festigkeit

besitzen um eine Zeit lang vorzuhalten, um jedoch einen dauerhafteren Apparat zu besitzen, liefs ich denselben in der in der Fig. 7 Taf. V dargestellten Weise vom Mechaniker anfertigen. Auf die tönende Röhre AA' , deren Länge 1 Meter und deren Durchmesser etwa 1^{cm} beträgt, ist in der Mitte der Kork KK gekittet. Dieser paßt bis zur Hälfte bis an den vorstehenden Rand in die äußere Röhre BB' . Dieselbe trägt bei B einen aufgekitteten Messingring cc , in den ein Schraubengewinde geschnitten ist. Der Kork und die äußere Röhre werden nun durch eine aufgeschraubte Kappe dd fest zusammengepreßt, wie aus der Figur leicht zu ersehen. Auf das andere Ende der Röhre BB' ist ebenfalls ein Messingring mit einem eingeschnittenen Schraubengewinde gekittet, auf welches die Kappe ee geschraubt wird. Durch diese geht mit Friction ein Messingstab f , der im Innern der Röhre einen in die Röhre passenden Stöpsel von schwarzer Kammmasse g trägt.

In das Ende A' der innern Röhre ist ebenfalls ein die Röhre beinahe schließender Stöpsel von Kammmasse h gekittet. Beide Stöpsel h und g sind, damit sie auf dem Glase, wenn etwa Sand in die Röhre gebracht wird, keine Schrammen machen, mit dünnem weichem Leder überzogen. Endlich kann man die Röhre BB' noch an den beiden Stellen m und n durchbohren lassen und mittelst um die Röhre gekitteter Ringe, kleine metallene Röhren an diese Einbohrungen setzen. In jeder dieser Röhren kann man einen Hahn anbringen, so dafs man dann, vorausgesetzt dafs die Röhre BB' an den Enden luftdicht verschlossen ist, die Luft aus derselben auspumpen, und irgend ein anderes Gas oder einen Dampf in dieselbe eintreten lassen kann. Die Kappe dd verschließt die Röhre BB' hinreichend luftdicht, am andern Ende ist es nöthig die Hülse, durch die der Stiel f geht, durch ein übergeschobenes Kautschukrohr, luftdicht zu schließsen. Die Seitenröhrchen und Hähne sind in der Zeichnung nur punktirt angegeben¹⁾.

1) Hr. Mechaniker Reichel hier in Berlin (Melchiorstraße 20) fertigt

Bringt man nun in die Röhre *BB'* etwas Samen *Lycopodii*, vertheilt diess durch Schütteln gleichmäfsig in der Röhre und läßt die andere Röhre tönen, während man zugleich den Stöpsel am Stiel *f* hin- und herschiebt, so wird man bald eine Stellung desselben finden, für welche das Samen *Lycopodii* sich auf einzelne Punkte am Boden der Röhre legt, die genau gleich weit von einander entfernt sind. Fig. 4 Taf. V giebt ein Bild der Lagerung des Staubes. Ist recht wenig Samen *Lycopodii* in der Röhre gewesen und ist die Stellung des Stöpsels richtig, so sind diese Punkte sehr scharf und zeigen sich nicht nur am Boden, sondern ziehen sich noch ringförmig an den Seitenwänden der Röhre in die Höhe. Die Staubbäufchen bezeichnen die Stellen der Knotenpunkte der stehenden Luftwellen, und der Raum zwischen 2 derselben ist gleich der Länge einer halben in der Röhre entstandenen Luftwelle. Einer dieser Punkte liegt immer an dem hinteren verschiebbaren Stöpsel, und ebenso liegt einer derselben an dem stoßenden Ende der tönenden Röhre. In Fig. 7 sind in der übergeschobenen Röhre die Stellen der Staubbunkte schwach angegeben. Dafs die Stellen, an denen sich der Staub anhäuft, wirklich die Knotenpunkte der tönenden Luftmasse bezeichnen, kann man nicht bezweifeln, wenn man sieht, wie während des Tönens der Staub von beiden Seiten sich zu den betreffenden Stellen hinbewegt. Es ist daher auch ganz nothwendig, dafs sich immer ein solcher Staubbunkt an dem hinteren Stöpsel der Röhre, an welcher sich immer ein Knotenpunkt bilden mufs, zeigt, merkwürdig bleibt es jedoch, dafs sich ein Staubbäufchen und damit also auch ein Knotenpunkt der Luft an dem stoßenden Ende der tönenden Röhre *AA* in Fig. 7 Taf. V be-

Apparate dieser Art an, ebenso die oben beschriebenen mit verschiedenen Gasen gefüllten, und an den Enden zugeschmolzenen Röhren. Für eine Demonstration der verschiedenen Schallgeschwindigkeiten der Gase eignen sich besonders vier Röhren, gefüllt mit Kohlensäure, Luft, Leuchtgas und Wasserstoff. Wenn der Apparat (Fig. 7 Taf. V) nicht zu einer Untersuchung, sondern nur zu einer Demonstration der Staubbwellen dienen soll, so sind die Hähne an den Seiten unnöthig.

findet. Es scheint unmöglich, daß da, wo doch die Erregung des Tones stattfindet, auch zugleich ein Knotenpunkt seyn sollte. Ohne auf diese Eigenthümlichkeit eingehen zu wollen, beschränke ich mich darauf das Factum mitzutheilen, und noch hinzuzufügen, daß, wenn auch öfter an dem stoßenden Ende selbst gerade keine sehr markirte Staubanhäufung sich zeigt, doch in der Entfernung einer halben Wellenlänge der Luft von jenem stoßenden Ende jedesmal sehr scharf und deutlich ein Staubbüfchen sich bildet.

Verschiebt man sodann den Stöpsel am Ende der Röhre, in der sich das Samen *Lycopodii* befindet, um die Hälfte des Abstandes zweier Staubpunkte, also um $\frac{1}{4}$ einer ganzen Luftwelle, nach der einen oder andern Seite und reibt die andere Röhre, so entsteht eine wesentlich andere Staubfigur, nämlich diejenige, die in Fig. 3 Taf. V abgebildet ist. An die Stelle der Staubbüfchen sind die „Löcher“ der Figur getreten, und zwar befinden sich diese Löcher, von dem verschiebbaren Stöpsel am Ende der Röhre an gerechnet, genau an denselben Stellen, an denen sich vorher die Staubpunkte befanden, sie bezeichnen also ebenfalls die Stellen der Knotenpunkte der tönenden Luftsäule. Da sich an dem Stöpsel am äußeren Ende der Röhre ein Loch befindet, wo nothwendig immer ein Knotenpunkt seyn muß, so kann nun kein solches rundes Loch sich an dem stoßenden Ende der tönenden Röhre befinden, sondern der Abstand des nächsten Loches von diesem Ende beträgt die Hälfte des Abstandes zweier Löcher, also $\frac{1}{4}$ der ganzen Länge einer stehenden Luftwelle.

In diesem Fall schwingt also die Luftsäule wie eine gedackte Orgelpfeife, die einen ihrer höheren Obertöne giebt. Der erste Knotenpunkt liegt um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge von der Erregungsstelle des Tones entfernt, und der letzte liegt an der äußern festen Decke der Luftsäule.

Die große Verschiedenheit der Staubfiguren bei den angegebenen verschiedenen Längen der Luftsäule ist sehr auffällig, und wenn man auch beim allmählichen Aendern

der Länge der Luftsäule die Figur mit den Löchern allmählich in die Staubpunkte übergehen sieht, so sieht man doch nicht klar ein, weshalb sich in einem Falle der Staub energisch zu den Knotenpunkten bewegt, während er im andern nur zwischen zwei Knotenpunkten aufwirbelt und diese Knotenpunkte selbst von einem zarten Staubring umgeben sind. Nach einigen, sogleich anzugebenden Versuchen scheint es fast, als ob die Verschiedenheit der Figuren lediglich bedingt sey durch die Intensität der stehenden Luftwellen in der Röhre, dann bleibt jedoch noch immer zu erklären, weshalb die Intensität der Wellen eine so viel grössere ist, wenn die Länge der Luftsäule ein Vielfaches der halben, als wenn sie ein Vielfaches der Viertel-Welle ist. Dafs die Intensität der Luftbewegung von wesentlichem Einflufs ist, ergibt sich jedoch leicht daraus, dafs wenn man bei derjenigen Länge der Luftsäule, bei der die Punkte entstehen, die tönende Glasröhre recht vorsichtig und leise anreibt, anfangs die Figur mit den Löchern auftritt, dafs ferner wenn das stofsende Ende der tönenden Glasröhre den Querschnitt der Röhre, in der die Luftwellen entstehen sollen, nicht ganz ausfüllt, und also die Luft von einer kleineren Fläche gestossen wird, als bei den obigen Apparaten, ebenfalls immer die Figur mit den Löchern entsteht, auch wenn die Länge der Luftsäule ein Vielfaches der halben Wellenlänge ist. Streut man endlich nicht Samen *Lycopodii*, sondern Sand in die Röhre des Apparats, so wird dieser, während er in einfachen, an den Enden verschlossenen Röhren nicht bewegt wurde, in dem Apparate sehr wohl bewegt, wenn die Länge der Luftsäule ein Vielfaches der halben Luftwelle, nicht jedoch, wenn dieselbe ein Vielfaches der Viertel-Welle beträgt. In dem Falle, in dem Samen *Lycopodii* Staubhäufchen bildet, wird der schwerere Sand bewegt, nicht jedoch wenn Samen *Lycopodii* die Figur mit den Löchern bildet, und zwar ist die entstehende Sandfigur im ersten Falle der Lächerfigur von Samen *Lycopodii* sehr ähnlich. An den Knotenpunkten wird der Sand nicht bewegt, zwischen denselben

aber lagert sich derselbe in ganz scharfen Querstreifen, wie sie in Fig. 4 Taf. V gezeichnet sind. Wo der Sand am Boden der Röhre dicker gelegen, sind diese Rippen breiter und weiter von einander entfernt liegend, wo er in geringerer Menge gelegen, sind die Rippen schmaler und liegen einander näher. Ebenso wie Sand¹⁾ verhielten sich andere schwerere Pulver, wie feine Eisenfeilspäne und dergleichen. Während also die Intensität der Luftbewegung in jedem Falle genügt, um das leichte Samen *Lycopodium*, wenn auch in verschiedener Weise, zu bewegen, ist sie nur in einem Falle, wenn sie Samen *Lycopodium* an den Knotenpunkten anhäuft, ausreichend um ein schwereres Pulver zu bewegen.

Die Rippungen die in dem betreffenden Falle der Sand zeigt, sind außerordentlich scharf und regelmässig, und viel hervortretender als die Querrippungen, die bei den Figuren mit Samen *Lycopodium* auftreten. Was die Entstehung dieser Querrippen überhaupt anlangt, so enthalte ich mich darüber an dieser Stelle jedes Urtheils; bisherige Erklärungsversuche sind mir durch andere, bis jetzt aber noch nicht zum Abschluss gekommene Versuche, durchaus unsicher geworden, und ich möchte daher lieber überhaupt keine Erklärung versuchen, als eine solche geben, die ich später zurückzunehmen gezwungen wäre.

Bemerken will ich nur noch, dass die Aehnlichkeit der Rippungen des Sandes mit der sogenannten Schichtung des elektrischen Lichtes, vielen, denen ich die Versuche zeigte, in die Augen fiel; es ist selbstverständlich, dass diese Aehnlichkeit als eine rein äußerliche, ohne Aehnlichkeit der erzeugenden Ursachen aufzufassen ist. — Aufser körnige Substanzen habe ich auch noch versucht irgend dicke oder dunkle Dämpfe anzuwenden, um die Bewegung der Luftwellen sichtbar zu machen. Die Versuche gaben im All-

1) Der Versuch gelingt nicht gleich gut mit jedem Sande; um die Rippung gut zu erhalten, muss der Sand nicht zu grobkörnig und rein seyn, sondern es ist besser, wenn die Körner desselben verschieden groß und derselbe noch etwas Staub enthält.

gemeinen kein sehr befriedigendes Resultat, als ich jedoch die übergeschobene Röhre mit möglichst dicken Salmiaknebeln anfüllte und nun die andere Röhre rieb, war ich überrascht zu sehen, wie beim ersten Erklingen des Tones plötzlich die Salmiaknebel verschwanden; der Salmiak hatte sich am Boden der Röhre in den Knotenpunkten abgesetzt. Das Verschwinden der Nebel geschieht bei kräftigem Ton fast momentan.

Nachdem ich, soweit es möglich war, die verschiedenen Formen der Staubfiguren und ihre Eigenthümlichkeiten untersucht hatte, war es mein Bestreben zu ermitteln, ob und mit welcher Genauigkeit dieselben für Messungen, ins Besondere für die Bestimmung der Schallgeschwindigkeiten dienen könnten. Ausgedehntere Versuchsreihen habe ich noch nicht beenden können, ich möchte jedoch hier zum Schluß einige Versuche mittheilen, die wenigstens zeigen, welchen Grad von Genauigkeit die Messungen der Staubwellen, selbst ohne große Vorsichtsmaafsregeln, zulassen.

Was die Messungen im Allgemeinen anlangt, so ist erstens zu erwähnen, dafs, wenn man Staub- oder Sandwellen in einem cylindrischen Rohr durch irgend eine Tonquelle, etwa einen Glasstab, erzeugt hat, die Länge einer Staubwelle genau dieselbe bleibt, welches äufsere Ansehen auch die Staubwellen haben mögen. Mag nun die entstandene Figur die oben beschriebene Punktreihe, mag sie die Figur mit den Löchern seyn, immer bestimmt sich die Länge einer halben Luftwelle aus den verschiedenen Figuren als von gleichem Werthe. Man wird freilich der schärferen Figur immer den Vorzug geben, da sich bei ihr die Messung selbst leichter ausführen läfst, und so kann man aus einer Figur wohl einen genaueren, nie aber einen wirklich durchgehends anderen Werth der Luftwelle erhalten, als aus einer andern.

Je nach dem, was durch die Messung der Staubwellen erreicht werden soll, wird man die Anordnung zur Erzeugung der Staubwellen verschieden treffen, als specielles Beispiel für die Art der Anwendung der Methode und zu-

gleich als Beweis für die Genauigkeit derselben mögen folgende Bestimmungen der Schallgeschwindigkeiten in festen Körpern dienen.

Der Stab irgend einer Substanz, dessen Schallgeschwindigkeit bestimmt werden sollte, wurde entweder in der Mitte oder an zwei Stellen, die je um ein Viertel seiner Länge von den Enden entfernt lagen, in die oben angegebenen Klemmen, die an einen Tisch angeschraubt waren, eingeklemmt. Eine Glasröhre, deren Länge meist ungefähr das Doppelte des zu untersuchenden Stabes betrug, und die an dem einen Ende verstöpselt war, wurde nun mit dem offenen Ende einige Centimeter über den horizontal liegenden Stab geschoben und in dieser Lage durch andere Klemmen festgehalten. Befand sich nun in dieser Röhre Samen *Lycopodii* und wurde der Stab durch Reiben — bei Glas geschah das Reiben immer mit einem angefeuchteten Tuchlappen, bei Metall oder Holz mit einem Stückchen Leder, auf das Colophonium gestreut war — zum Tönen gebracht, so entstanden in der übergeschobenen Röhre die Staubwellen, die nun gemessen wurden. Da der Stab mit der Röhre nicht durch Kork oder dergleichen verbunden war, so gab derselbe beim Tönen auch nur genau den ihm zukommenden Ton, der nicht durch irgend störende Einflüsse, wie etwa die Stöpsel, die bei den oben beschriebenen Apparaten die stoßenden Enden der Glasröhren bilden, geändert wurde. Die Art des Einklemmens des Stabes hat wohl auf die Leichtigkeit, mit der man den Ton erzeugen kann, nicht aber auf die Höhe desselben Einfluß. Ist ein Stab nur annähernd in seinen Knotenpunkten befestigt, so giebt er immer genau denselben Ton, eine kleine Aenderung in der Befestigung ändert die Tonhöhe, wie ich mich durch Versuche überzeugt habe, nicht.

Sind die Staubwellen in der übergeschobenen Röhre erzeugt, so ist es nun nur nöthig die Länge einer einzelnen, und die Länge des tönenden Stabes zu kennen, um durch das Verhältniß dieser Zahlen die Schallgeschwindigkeit des Stabes ausgedrückt durch die der Luft bei der vorhande-

nen Temperatur, zu haben. Die Länge des tönenden Stabes wurde jedesmal vor dem Versuche genau gemessen; um die Länge einer Staubwelle zu erhalten, wurde die Gesamtlänge einer ganzen Anzahl derselben, die gut ausgebildet waren, bestimmt. Indem man die Gesamtlänge von 20 Staubwellen misst, beträgt der Fehler des Werthes einer Welle nur $\frac{1}{20}$ desjenigen, den man begehen würde, wenn man eine einzelne Welle messen wollte. Ueberdies wurde, um den Fehler der Messung so klein als möglich zu machen, dieselbe öfter wiederholt, wie aus dem folgenden Beispiel hervorgeht. Die Messung selbst wurde einfach mit einem Stangenzirkel ausgeführt, dessen Spitzendistanz dann jedesmal auf einem Maafsstab abgelesen wurde. Auf Temperatur ist in den folgenden Versuchen nicht Rücksicht genommen, für ganz genaue Versuche dürfte dies natürlich nicht unterbleiben.

1. Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Messing.

Messingstange 941^{mm},5 lang 5^{mm} im Durchmesser. Es wurden zu drei Malen die Staubwellen in dem übergeschobenen Rohr erzeugt und jedesmal an verschiedenen Staubwellen 9 Messungen gemacht. Die Messingstange war an zwei Stellen eingeklemmt, entsprach also einer ganzen Messingwelle.

1. Versuch.

Anzahl der zusammen gemessenen Staubwellen	Gemessene Gesamtlänge derselben	Berechnete Länge einer halben Luftwelle ¹⁾	
10	432,5	43,25	} Mittel = 43,30
»	432,5	43,25	
»	435,0	43,50	
9	389,5	43,28	
»	390,7	43,41	
»	390,0	43,33	
8	347,5	43,44	
»	345,0	43,13	
»	345,0	43,13	

1) Eine Staubwelle entspricht immer, wie schon oben angegeben, einer halben Luftwelle.

2. Versuch.

Anzahl der zusammen gemessenen Staubwellen	Gemessene Gesamtlänge derselben	Berechnete Länge einer halben Luftwelle	
10	433,2	43,32	} Mittel = 43,29
"	433,5	43,35	
"	435,0	43,50	
9	389,0	43,22	
"	388,5	43,17	
"	390,0	43,33	
8	346,5	43,31	
"	345,9	43,24	
"	345,0	43,13	

3. Versuch.

15	651,0	43,40	} Mittel = 43,35
"	652,0	43,47	
"	650,4	43,36	
"	649,3	43,29	
15 andere	649,6	43,31	
"	649,3	43,29	
"	653,0	43,53	
16 andere	649,0	43,27	
"	649,1	43,27	

Es ergibt sich also die Schallgeschwindigkeit in der Messingstange nach diesen Versuchen folgendermaassen:

$$\text{erster Versuch, } v = \frac{941,5}{2 \cdot 43,20} = 10,87$$

$$\text{zweiter Versuch, } v = \frac{941,5}{2 \cdot 43,29} = 10,87$$

$$\text{dritter Versuch, } v = \frac{941,5}{2 \cdot 43,35} = 10,86$$

Die in den drei Versuchen erhaltenen Zahlen stimmen also außerordentlich gut überein.

Es wurde noch eine zweite der vorigen an Dimensionen fast gleiche Messingstange untersucht. Für dieselbe ergab sich in einem Versuch

$$v = 10,94;$$

bei einem zweiten Versuch, bei welchem die übergescho-

bene Röhre an dem äußeren Ende nicht verstopft war, ergab sich

$$v = 10,90.$$

Ob die beiden Stangen genau aus demselben Material bestanden, ist nicht ermittelt worden.

2. Stahl.

Es wurden zur Bestimmung drei runde Stahlstangen angewandt, von denen die erste 1002,7^{mm} Länge und 10^{mm} Dicke; die zweite 1001,7^{mm} Länge und 5^{mm} Dicke; die dritte 501^{mm} Länge und 5^{mm} Dicke hatte. Es wurde gefunden die Schallgeschwindigkeit v , für

$$\text{die erste } v = 15,345$$

$$\text{die zweite } v = 15,334$$

$$\text{die dritte } v = 15,343$$

Man sieht aus der Uebereinstimmung der Zahlen, daß aus Stäben verschiedener Größe und Dicke sich die Schallgeschwindigkeit vollkommen gleich bestimmt. Die drei Stäbe waren aus derselben Stahlsorte gearbeitet.

3. Glas.

Die Schallgeschwindigkeiten im Glase variiren je nach der Art des Glases, und es haben also als Criterium der Genauigkeit der Methode nur die Beobachtungen Werth, die mit einem und demselben Glasstab angestellt sind.

Ein dünner Glasstab von 647^{mm} Länge ergab in drei aufeinander folgenden Versuchen

$$v = 15,24$$

$$v = 15,25$$

$$v = 15,24$$

4. Kupfer.

Für ein etwas über einen Fuß langes Stück Kupferdraht fand sich

$$v = 11,960.$$

Wertheim findet für Gufsstahl

$$v = 14,961$$

für Stahldraht

$$v = 15,108$$

und für Kupfer

$$v = 11,167$$

Zahlen die mit den obigen so gut übereinstimmen, wie es bei der jedenfalls vorhandenen Verschiedenheit des angewandten Materials zu erwarten ist.

Jedenfalls geht aber aus den mitgetheilten Beobachtungen hervor, daß die Genauigkeit der Methode Nichts zu wünschen läßt, da die mit einem und demselben Stab nacheinander angestellten Versuche so gut übereinstimmende Resultate geben. Mit vermehrter Vorsicht bei den Versuchen, besonders mit Anbringung der Correction für die verschiedene Temperatur bei den verschiedenen Versuchen, würde die Uebereinstimmung noch größer seyn.

Von höherem Interesse als die Bestimmung der Schallgeschwindigkeiten der festen Körper ist diejenige in den Gasen. Umfassendere Versuche habe ich über dieselben noch nicht beenden können; daß die Methode aber auch für Gase und Dämpfe mit außerordentlichem Vortheil anwendbar ist, leuchtet aus dem Mitgetheilten wohl ohne Weiteres ein. So weit meine Versuche bis jetzt reichen, bewährt sich auch in der That die Methode für Gase und Dampf sehr gut und sind von derselben scharfe Resultate zu erwarten. Handelt es sich übrigens nur um eine angenäherte Bestimmung für ein Gas oder einen Dampf, so genügt es, dieselben in eine Röhre zu bringen, die man an beiden Enden schließt, wie es oben angegeben. Wie oben schon gezeigt, schloßen sich die so erhaltenen Zahlen für Kohlensäure und Wasserstoff denjenigen, die Du Long erhielt, sehr nahe an.

Viel genauere Resultate erhält man natürlich mittelst des zusammengesetzten Apparates, indem man in die übergeschobene Röhre nacheinander verschiedene Gase bringt. Zum Beweise mögen folgende vorläufige Bestimmungen der Größe der Staubwellen für verschiedene Temperaturen der Luft dienen.

Bei einem aus einem tönenden Glasstab und einer übergeschobenen Glasröhre bestehenden Stab wurde die Größe der entstehenden Staubwelle bei 14° C. zu $35^{mm},743$ gefunden. Sodann wurde die übergeschobene Röhre, in der die Staubwellen entstanden, bis auf 20° C. erwärmt.

Es war nun die Länge einer Staubwelle
 $= 36,570$.

Eine neue Bestimmung bei 14° C. ergab wieder $35,797$ und eine letzte Bestimmung bei 30°
 $37^{mm},357$.

Wurde dagegen der tönende Glasstab angewärmt, so ergab sich keine Aenderung der Länge der Staubwelle; woraus folgen würde, daß sich in festen Körpern, wenigstens im Glas, die Schallgeschwindigkeit mit der Temperatur nur sehr wenig ändert.

Aus Allem bisher mitgetheilten geht wohl zur Genüge hervor, daß die angegebene Methode die Luftwellen durch Staub sichtbar zu machen sich im Besonderen für eine Bestimmung der Schallgeschwindigkeiten eignet. Ich hoffe in nicht zu langer Zeit solche Bestimmungen geben zu können. Der Zweck dieser Mittheilung war hauptsächlich nur die Staubfiguren selbst zu beschreiben und einen Ueberblick über den Umfang und die Genauigkeit der Methode zu gewähren.

Ob und wie weit, abgesehen von der Bestimmung der Schallgeschwindigkeiten, die beschriebene Sichtbarmachung der Luftwellen durch Staub, zur Untersuchung mancher anderer akustischer Fragen dienen kann, lasse ich, wenn gleich sich manche Gesichtspunkte schon jetzt darbieten, dahin gestellt. Bevor man nämlich die Staubwellen zur Untersuchung anderer Fragen als solcher, bei denen es lediglich auf die Länge derselben ankommt, anwenden wollte, würde es vor Allem nöthig seyn, manche Einzelheiten der Figuren selbst zu erklären, und eine solche Erklärung der verschiedenen Formen der Figuren scheint für den Augenblick noch manche Schwierigkeiten zu haben.

II. Ueber die Bewegung im widerstehenden Medium; vom Dr. O. Schieck in Bremen.

Seit der Anbahnung der analytischen Mechanik durch Galilei hat kein Problem die Mathematiker und Physiker mehr beschäftigt als die Ermittlung des Widerstandes von Medien gegen Körper, die in ihnen bewegt werden. Trotz der großen Mühe, welche man sich um dasselbe gegeben hat, harret es jedoch noch heute einer endlichen Lösung. Seit dem Beginn dieses Jahrhunderts, wo die letzten experimentellen Untersuchungen von wissenschaftlicher Bedeutung in England durch die *Society for the improvement of naval architecture* angestellt wurden, scheint man an der Möglichkeit der Lösung Zweifel gehegt zu haben. Meines Wissens wenigstens hat seit dieser Zeit Niemand eine Lösung versucht.

Das Resultat, zu welchem die große Anzahl von Untersuchungen geführt hat, beschränkt sich darauf, daß das Newton'sche Gesetz, wonach der Widerstand proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit ist, wohl für kleinere Geschwindigkeiten Gültigkeit habe, jedoch für größere Geschwindigkeiten als ungültig angesehen werden müsse. Bei dem Experimentiren mit größeren Geschwindigkeiten hat man übereinstimmend gefunden, daß der Widerstand des Mediums einer höheren Potenz als der zweiten der Geschwindigkeit proportional seyn müsse. Was die Abhängigkeit des Widerstandes von dem in der Flüssigkeit bewegten Körper anlangt, so sind die Resultate verschieden und stimmen nicht mit der Theorie überein. Der Grund, weshalb die langwierigen und sorgfältigen Bemühungen der gewiegtesten Physiker kein besseres Resultat erzielt haben, mag wohl darin zu suchen seyn, daß einmal die für die experimentelle Untersuchung benutzten Apparate zu complicirter Natur waren, insofern sie nämlich eine Elimination der Reibungswiderstände ihrer eigenen Theile bei

der Berechnung der Widerstände des Mediums erforderten, und daß ferner nach einer und derselben Methode immer nur ein einzelner experimentirte. Soll das Problem des Widerstandes der Flüssigkeiten gelöst werden, so ist die Untersuchung nicht in der zerfahrenen Weise, wie bisher, zu beginnen, sondern sie muß bezüglich eines und desselben Mediums nach einer und derselben Methode, die möglichst einfach gewählt werden muß, womöglich gleichzeitig an verschiedenen Orten geführt werden.

Dasjenige Medium, für welches das Newton'sche Gesetz in Betreff kleinerer Geschwindigkeiten unbezweifelt gilt, ist das Wasser. In Bezug auf die Luft scheint es keine Gültigkeit zu haben, wenigstens ist viel mehr Grund zu der Vermuthung vorhanden, daß der Widerstand der Luft bei kleineren Geschwindigkeiten proportional der Geschwindigkeit. Es ist daher auch von größerem Interesse und größerem Nutzen in der Untersuchung des Widerstandes des Wassers fortzufahren.

Die theoretische Betrachtung des Widerstandes des Wassers gegen in ihm bewegte Körper geht von der Hypothese aus, daß derselbe proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit sey, und sie zeigt uns, daß die Widerstände in ihrer Abhängigkeit von der Art der bewegten Körper sich folgendermaßen gestalten:

Für einen Keil mit den schiefen Seitenflächen F ist

$$W = \frac{\gamma \varrho \cdot 2F \sin^2 \alpha}{g} c^2,$$

wo γ eine empirisch zu bestimmende Constante, ϱ die Dichte des Mediums und α den Winkel darstellt, welchen F mit der Richtung der Bewegung bildet.

Für eine n seitige gerade Pyramide kommt:

$$W = \frac{\gamma \varrho n F \sin^2 \alpha}{g} c^2$$

für den geraden Kegel mit dem Radius r und der Seite l

$$W = \frac{\gamma \varrho r^2 \pi \sin^2 \alpha}{g} c^2 = \frac{\gamma \varrho r^3 \pi}{lg} c^2$$

für einen Parallelkegelstumpf mit der Seite l

$$W = \frac{\gamma \varrho (R+r)(R-r)^2}{lg} c^2$$

für eine Halbkugel und mithin auch eine Kugel:

$$W = \frac{2}{3} \cdot \frac{\gamma \varrho r^2 \pi}{g} c^2$$

und hieraus ist zu ersehen, daß der Widerstand gegen die Halbkugel $\frac{2}{3}$ des gegen den größten Kugelkreis geübten senkrechten Widerstands ist.

Für ein in der Richtung der Hauptaxe bewegtes Paraboloid kommt:

$$W = \frac{2\gamma \varrho \pi \cdot p \cdot c^2}{g} (\sqrt{2px+p^2} - p)$$

endlich für ein in der Richtung der großen Axe bewegtes Ellipsoid:

$$W = \frac{\gamma \varrho b^3 \pi c^2}{g e^2} \left[b - \frac{a^2}{e} \left(\arcsin \frac{e}{a} \right) \right].$$

Die Discussion der geradlinigen Bewegungsgesetze selbst stützt sich auf die Annahme, daß die den Körper treibende Kraft die Schwerkraft der Erde und daß die Bewegung die geradlinige sey. Wir erhalten die Grundgleichung:

$$p = Ag - ac^2,$$

worin A einen Quotienten darstellt, dessen Zähler das Uebergewicht des bewegten Körpers über die verdrängte Wassermasse und dessen Nenner sein absolutes Gewicht ist und worin a empirisch bestimmt werden muß. Letzteres wird aber möglich seyn, wenn wir uns die Möglichkeit vorstellen, daß der Widerstand gleich der treibenden Kraft wird, oder wenn $Ag = ac^2$ ist. Wir erhalten dann

$$a = \frac{Ag}{c^2}$$

und folglich

$$p = Ag - \frac{Ag}{c^2} c^2.$$

Da die Bewegungsgesetze bekannt sind, so brauchen wir uns hier nicht weiter darauf einzulassen, indem es nicht unser Zweck ist eine theoretische Betrachtung zu liefern,

sondern eine von den früheren Experimentationsmethoden wesentlich verschiedene zu veröffentlichen.

Die experimentelle Untersuchung des Widerstandes muß so geführt werden, daß die durch die äußerlichen Umstände eintretenden Irregularitäten möglichst geringe sind. Dies wird dadurch erzielt werden, daß man die Bewegung eines Körpers im Wasser geradlinig seyn läßt. Einmal hat diese Art der Bewegung den Vortheil, daß sie sich bequem controliren läßt, dann kann sie aber auch direct durch die Anziehungskraft der Erde, ohne daß wir weitere Hilfsmittel brauchen, hergestellt werden. Wir wählen daher für die Experimentation ein hohes Gefäß, füllen dasselbe mit Wasser und lassen Körper in demselben fallen. Aus der Art und den Eigenschaften der Körper, welche willkürlich bestimmt werden können, aus dem Fallraum und der für das Durchlaufen desselben gebrauchten Zeit, wollen wir dann einen Schluß auf das Gesetz des Widerstandes zu thun versuchen, in wiefern dasselbe von der Art der in der Flüssigkeit bewegten Körper abhängig ist.

Das Gefäß, welches von mir benutzt wurde, war ein über zwei Meter hohes cylinderartiges Gefäß von bedeutender Weite. In demselben waren diametral gegenüberstehend acht Fenster angebracht und zwar so, daß man durch die beiden untern das Aufschlagen des fallenden Körpers auf den Boden sehen konnte, während man durch die übrigen Fenster, die so angebracht waren, daß das nächst höhere von dem untern um 1 Meter, das folgende von diesem um 50 Centim. abstand, den in der Flüssigkeit fallenden Körper vorbeipassiren sehen und so bemerken konnte, ob bei dem Niedergange der Körper eine von der vertical geradlinigen Bewegung auffallend verschiedene Bewegung machte. Die Körper, welche in dem Medium fallen sollten, wurden mittelst eines dünnen Silberdrahtes, der durch einen kleinen Haken von so geringer Schwere lief, daß dieselbe im Verhältniß zu der GröÙe und Schwere des Körpers gar nicht in Betracht kam, durch eine leicht zu öffnende Klammer an einem quer über den Rand des Gefäßes liegenden

Brette befestigt. Auf diese Weise war es möglich den Körper beständig im Wasser zu erhalten, so daß bei dem Falle an dem Körper befindliche Luftbläschen keine Unregelmäßigkeit in der Bewegung verursachen konnten. Der Körper ging dann vermöge seines Uebergewichts über die verdrängte Wassermasse aus der Ruhelage in eine immer schneller werdende Bewegung über. Indem ich die Körper nicht auf den Boden des Gefäßes, sondern auf ein kleines Blechsieb fallen liefs, das mit Seilen an einem über dem Gefäß beweglichen Ring befestigt war, war es möglich die gefallen Körper zur fernerer Benutzung herauf zu schaffen.

Die Körper, welche ich zur Experimentation verwendete, waren drei Kugeln von verschiedenen Durchmessern, ein Cylinder und ein Doppelkegel mit ungleichen Winkeln an den beiden Spitzen, so daß letzterer für zwei verschiedene Kegel dienen konnte. Die beiden grösseren Kugeln waren aus Kupferblech getrieben und hatten als Durchmesser 59,95 und 39,95 Millimeter, die kleinste Kugel war aus Messing gearbeitet und hatte im Durchmesser 20 Millimeter. Der von mir benutzte Messingcylinder hatte 6 Centimeter im Durchmesser und 12 Centimeter Höhe, der Messingdoppelkegel hatte 40 Millimeter im Durchmesser, die dem stumpfen Theile angehörige Seite war 37 und die auf den spitzen Theil bezügliche Mantelseite war 59 Millimeter lang. Alle diese Körper waren hohl und schwammen im Wasser. Mit den schon erwähnten Haken, an denen die Körper aufgehängt wurden, waren Schraubchen verbunden, die in einer kleinen Oeffnung der Körper festsaßen. Sollten die Körper sinken, so mußte ihnen durch Einfüllen von Schrotkörnern und Bleistaub ein Uebergewicht über die von ihnen verdrängte Wassermasse gegeben werden. Da die Grösse dieses Uebergewichts willkürlich in meiner Hand lag, konnte ich die den sinkenden Körper treibende Kraft nach Belieben groß oder klein machen. Auf diese Weise war es möglich mit einem und demselben Körper bei verschiedenen Geschwindigkeiten zu experimen-

tiren.
wicht
besti
schen
durch
Bewe
E
keit
const
Zwar
der v
wicke
Medic
sich
herein
werth
beson
schwi
Resul
ein v
lich,
dem
rungs
mes d
so m
per d
Zeitb
Die F
längli
Wan
Boden
sterch
zontal
bliche
mung
E
den, c
Pogg

tiren. Die dem Körper verschiedenen Uebergewichte wurden sehr sorgfältig mit einer sehr feinen Waage bestimmt. Die dabei vorkommenden Fehler schwankten zwischen 0,25 und 0,5 Milligramm. Die Fallzeiten wurden durch eine Tertienuhr bestimmt, welche nach Belieben in Bewegung versetzt und wieder sistirt werden konnte.

Es stellte sich nun bald heraus, daß die Geschwindigkeit des einige Zeit im Wasser bewegten Körpers sehr bald constant wurde, d. h. sich bald einer Constanten näherte. Zwar ergeben die Gleichungen, welche bei der Discussion der verschiedenen Hypothesen für die Geschwindigkeit entwickelt werden, daß die Geschwindigkeit eines in einem Medium bewegten Körpers erst in unendlicher Zeit zu einer sich gleich bleibenden gestaltet; es ist jedoch von vornherein zu erwarten, daß ein ziemlich genauer Näherungswerth dieser Constanten sehr bald erreicht werden muß, besonders wenn dem bewegten Körper eine größere Geschwindigkeit ertheilt wird. Die darauf hin angestellten Resultate ergaben sogar für geringere Geschwindigkeiten ein verhältnißmäßig gutes Resultat. Es zeigte sich nämlich, wenn der Körper vor dem Falle genau 2 Meter über dem Boden des Gefäßes aufgehängt war, daß er in näherungsweise gleichen Zeiten die beiden Hälften des Fallraumes durchlief. Man durfte daraus schließen, daß dies um so mehr der Fall seyn würde, wenn man zwar den Körper den Weg von 2 Metern durchlaufen ließ, jedoch die Zeitbestimmung nur auf die unteren 1,5 Meter ausdehnte. Die Fallzeit für die unteren 1,5 Meter konnte ich mit hinlänglicher Sicherheit beobachten, da ich an der äußeren Wand des Gefäßes die verschiedenen Abstände von dem Boden bezeichnet hatte und da die Marken durch die Fensterchen gingen. Brachte ich nun das Auge in die Horizontalebene dieser Linie, so konnte ich von dem Augenblicke, als der Körper dieselbe berührte, die Zeitbestimmung beginnen.

Eine Reihe von Beobachtungen, die so angestellt wurden, daß die Zeitpunkte fixirt wurden, an denen der Kör-

per die Marken passirte, ergab nun, daß die Bewegung gleichförmig angenommen werden durfte und daß die dabei in Rücksicht kommenden Fehler in dem Bereich der Beobachtungsfehler liegen. So durchlief z. B. die große Kugel bei einem Uebergewichte von 6418 Milligrm. die oberen 50 Centim. in 19, die untern 100 Centim. in 56 Secunden, was schon bei diesem sehr geringen Uebergewicht eine nahezu gleichförmige Bewegung ergibt. Körper von größerem Uebergewicht und kleinerem Volumen zeigten dieses Verhältniß in noch viel deutlicherer Weise.

Da es nun unsere Aufgabe ist, über das Gesetz des Widerstandes einiges Licht zu verbreiten, und da dieß dadurch nur möglich ist, wenn wir den Widerstand einer gewissen Hypothese unterbreiten, hiernach die Constante berechnen und zusehen, ob diese Constanten unter einander gleich und inwiefern sie zu einander in einem gewissen Verhältnisse stehen, so müssen wir unter der Annahme einer gleichförmigen Geschwindigkeit die Constante der Beschleunigung des Widerstandes nach der Formel

$$a = \frac{Ag}{c_1^2}$$

berechnen, wenn wir den Widerstand proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit setzen. Wäre die Bewegung nicht experimentell als eine gleichförmige erwiesen, so müßte, um die Constante zu berechnen, erst die Gränzgeschwindigkeit nach der Formel:

$$s = c_1 t - \frac{c_1^2}{Ag} l_2 + \frac{c_1^2}{Ag} l \left(1 + e^{-\frac{2Ag t}{c_1}} \right)$$

aufgesucht werden, was eine sehr complicirte und langwierige Rechnung ergeben würde. Aus den nachfolgenden Tabellen, in denen die Fallzeiten durch 5 oder 6 Beobachtungen bestimmt sind, wollen wir ersehen, bis zu welcher Gränze die von uns angenommene Hypothese als richtig angenommen werden kann.

Ueb
gew
Gr

0,06
0,08
0,31
0,49
0,65
1,05
2,02
4,11
6,80
9,48

0,083
0,104
0,145
0,195
0,279
0,346
0,504
0,624
(0,980
1,978
3,973
4,924
5,240

0,511.0
0,591.5

Durchm
1,428.0
2,433.0
2,540.0
4,522.0
6,938.0

Kugel I. (Aus Kupfer getrieben.)

Durchmesser = 59,95 Millim. Fallraum $s = 150$ Centim.

Uebergewicht Grm.	Absolutes Gew. in Grm.	Temperatur in ° C.	Zeit	Const. Geschw. c_1 Centim.	Const. Coeff. ficient A	Constante der Beschl. d. Widern.
0,064.8	112,39	3,60	55,125	2,748	0,00057656	0,0748997
0,088.0	112,41	20,00	46,300	3,230	0,00079272	0,0745390
0,310.5	112,61	18,50	25,500	5,884	0,00275730	0,0781282
0,499.2	112,82	3,60	19,500	7,692	0,00442500	0,0733675
0,659.0	112,98	6,75	16,875	8,888	0,00583300	0,0724375
1,057.0	113,38	6,75	13,063	11,481	0,00932730	0,0694330
2,022.2	114,34	6,75	10,150	14,778	0,01768550	0,0794430
4,119.7	116,44	6,00	7,966	18,830	0,03537900	0,0777524
6,808.0	119,13	16,00	6,250	24,000	0,05714440	0,0973240
9,487.0	121,80	15,5	5,333	28,127	0,07789000	0,0965837

Kugel II. (Aus Kupfer getrieben.)

Durchmesser = 39,95 Millim. Fallraum $s = 150$ Centim.

0,083.2	32,34	20,00	29,600	5,068	0,0025727	0,0984886
0,104.0	32,36	14,00	25,700	5,837	0,0032139	0,0925384
0,145.0	32,40	19,00	21,500	6,980	0,0044753	0,0901115
0,195.0	32,45	3,60	19,000	7,900	0,0060092	0,0955502
0,279.0	32,53	18,75	16,000	9,375	0,0085756	0,0957394
0,346.0	32,60	19,00	14,375	10,435	0,0106135	0,0956187
0,504.0	32,75	6,75	12,000	12,500	0,0153890	0,0966183
0,624.0	32,87	6,75	10,150	14,780	0,0189930	0,0832930
(0,980.0	33,23	8,00	7,800	19,230	0,0294914	0,0782360)
1,978.0	34,23	incert.	6,500	23,080	0,0577860	0,1064192
3,973.4	36,225	"	4,600	32,610	0,1096870	0,1011863
4,924.4	37,160	17,0	4,330	34,640	0,1325190	0,1083406
5,240.0	37,480	15,5	4,275	35,088	0,1398090	0,1114004

Kugel III. (Aus Messing gearbeitet.)

Durchmesser = 20 Millim. Fallraum = 150 Centim.

0,511.0	4,470	14,5	5,940	25,250	0,1120805	0,1724552
0,591.5	4,550	14,6	5,740	26,136	0,1300000	0,1866957

Cylinder aus Messing gearbeitet.

Durchmesser = 60 Millim. Höhe = 120 Millim. Fallraum = 150 Centim.

1,428.0	340,230	15,5	14,383	10,429	0,0041972	0,0378870
2,433.0	341,250	14,5	11,442	13,110	0,0071297	0,0407880
2,540.0	341,340	16,5	11,320	13,250	0,0074410	0,0415780
4,522.0	343,340	14,5	8,450	17,750	0,0131706	0,0410090
6,938.0	345,780	13,75	6,710	22,056	0,0200340	0,0404000

Doppelkegel aus Messing gearbeitet.

Kegellänge = 85 Mllm. Durchmesser = 40 Mllm.

Wird der spitze Theil vorausbewegt, so ist die Mantelseite = 37 Mllm.,
 folglich der Einfallswinkel = $19^{\circ} 49'$.

Ueber- gewicht Grm.	Absolutes Gew. in Grm.	Tempe- ratur in ° C.	Zeit	Const. Geschw. c_1	Const. Coëf- ficient A	Constante der Beschl. d. Widerst.
0,528.0	36,710	15,75	13,540	11,080	0,0143830	0,1149315
0,788.0	36,960	20,00	10,970	13,670	0,0213200	0,1119229

Wird der stumpfe Theil vorausbewegt, so ist die Mantelseite = 59 Mllm.,
 folglich der Einfallswinkel = $32^{\circ} 43'$.

0,535.0	36,710	17,50	13,570	11,054	0,0145740	0,1170062
0,788.0	36,960	20,00	11,120	13,490	0,0213204	0,1149400

Die Zahlenwerthe, welche wir für die Constante der Beschleunigung des Widerstandes in den vorliegenden Tabellen berechnet haben, sind keineswegs regelmäfsig, wie man verlangen müfste, wenn die Newton'sche Hypothese unbedingte Gültigkeit hätte. Jedoch ist aus den für die beiden gröfseren Kugeln aufgestellten Tabellen ersichtlich, dafs für kleinere Geschwindigkeiten einigermaafsen Regelmäfsigkeit vorhanden ist. Eine auffallende Unregelmäfsigkeit tritt erst bei gröfseren Geschwindigkeiten ein. Nehmen wir nun an, dafs bei den für kleinere Geschwindigkeiten geltenden Constanten die Schwankungen in dem Bereiche der Beobachtungsfehler liegen, und in sonstigen zu ermittelnden Zufälligkeiten beruhen, so dürfen wir vorläufig die Vermuthung aussprechen:

Der Widerstand erfolgt wohl bei kleineren Geschwindigkeiten proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit, wird jedoch bei gröfseren Geschwindigkeiten gröfser.

Es entsteht nun zunächst die Frage: Woher lassen sich die bei kleineren Geschwindigkeiten stattfindenden Schwankungen erklären? Der Widerstand, welchen die Flüssigkeit gegen den in ihr bewegten Körper ausübt, kann in zwei Kräfte zerlegt werden, in den Druck, welchen die Masse der Flüssigkeit gegen den Körper ausübt, welcher

also in der einzelnen Flüssigkeitsschicht lediglich von der Gröfse der Pressung, mit der die darüberstehende Flüssigkeitssäule auf sie drückt, abhängig ist, und in eine Kraft, welche aus den innern Bewegungen und Reibungen gebildet wird, die durch Ausweichen der Flüssigkeit an der Oberfläche des Körpers und durch die Trennung derjenigen Theile der Flüssigkeit, zwischen welche sich der feste Körper hineindrängt, entstehen. Der letztere Theil des Widerstandes hängt also blofs von der Cohäsion der flüssigen Elemente unter sich ab. Da nun die Cohäsion mit der gröfseren oder geringeren Dichte in genauem Zusammenhange steht, so mufs, wenn eine Aenderung der Temperatur eine Aenderung der Dichte hervorbringt, nothwendiger Weise eine Aenderung der Cohäsion und hiermit eine Aenderung des Widerstandes die Folge seyn.

Fassen wir zuerst den Theil des Widerstandes in's Auge, der in dem Gegendruck beruht, den das Medium gegen den bewegten Körper ausübt. Der Gegendruck, den ein Körper in einer gewissen Flüssigkeitsschicht erleidet, hängt einmal von der Gröfse der Pressung, der diese Flüssigkeitsschicht ausgesetzt ist, dann auch von der Dichte des Mediums ab. Die Pressung der einzelnen Flüssigkeitsschichten ist unter allen Umständen als constant anzusehen, da dafür gesorgt wurde, dafs die Wassermenge in dem Gefäfse annähernd immer dieselbe war. Ebenso wenig wird die Aenderung der Dichte des Mediums mit der Temperatur eine so erhebliche Aenderung hervorzubringen im Stande seyn, dafs ein merklicher Fehler in den Constanten der Beschleunigung das Resultat hiervon wäre; vielmehr sind die daraus entspringenden Fehler so gering, dafs sie bei den Temperaturdifferenzen, zwischen welchen wir experimentirt haben, vernachlässigt werden können.

Was den zweiten Theil des Widerstandes anlangt, so besteht derselbe aus den inneren Reibungen, die durch die Trennung der Theile, zwischen welche sich der feste Körper hineindrängt und durch die Reibung an der Oberfläche des Körpers hervorgerufen werden. Nun weifs man, dafs

der Satz: »Die Reibung ist unter übrigen gleichen Verhältnissen dem Drucke der sich reibenden Flächen gegen einander proportional«, als nahezu richtig angenommen werden kann. Es muß folglich, da hier der Druck, den die Flüssigkeit gegen den Körper und *vice versa* ausübt, proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit seyn soll, auch der Theil des Widerstandes, welcher aus der Reibung entspringt proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit seyn, d. h. seine constante Beschleunigung muß sich durch $b_1 c^2$ ausdrücken lassen. Weil nun der aus der Trägheit der Flüssigkeit entspringende Gegendruck $= a_1 c^2$ ist, so kommt als Beschleunigung des Widerstandes $ac^2 = (a_1 + b_1) c^2$ und folglich $a = a_1 + b_1 = \frac{Ag}{c_1^2}$, d. h. gleich den Constanten des Widerstandes, wie wir sie für die einzelnen Fälle in den Tabellen angegeben haben. Jede der Constanten besteht also aus einem Theile a_1 , den wir als constant annehmen dürfen, und aus einem Theile, der von der Reibung, mithin von der innern Cohäsion oder von der Temperatur der Flüssigkeit abhängig ist, da ja die Cohäsion des Wassers nach Buijs-Ballot in den niederen Temperaturen proportional den Temperaturgraden sich vermehrt und vermindert. Um zu sehen, ob die Veränderlichkeit dieses zweiten Theiles eine gesetzmäßige sey, müssen wir die Differenzen der Constanten des Widerstandes bilden und die etwaige Regelmäßigkeit der Veränderung wird sich, wenn wir zugleich die Vermehrung oder Verminderung der Wärme des Mediums mit den bezüglichen Zahlen vergleichen, aus folgender Tabelle ergeben:

Kugel I.		Kugel II.	
Temp.	Diff. der Const.	Temp.	Diff. der Const.
3°,60		20°,00	
	— 0,0003607		— 0,0059502
20,00		14,00	
	+ 0,0035892		— 0,0024269
18,50		19,00	
	— 0,0047607		+ 0,0054385
3,60		3,60	
	— 0,0009318		+ 0,0001892

Kugel I.		Kugel II.	
Temp.	Diff. der Const.	Temp.	Diff. der Const.
6°,75	— 0,0030027	18°,75	— 0,0001207
6,75	+ 0,0100100	19,00	+ 0,0009996
6,75	— 0,0016906	6,75	— 0,0058076
6,00	+ 0,0195716	8,00	— 0,0125756
16,00	— 0,0007403	incert.	+ 0,0281832
15,50		incert.	— 0,0052329
		6,00	+ 0,0071543
		17,00	+ 0,0023520
		15,50	

In dieser Tabelle findet jedoch eine so auffallende Unregelmäßigkeit statt, daß man durchaus nicht auf ein Gesetz der Veränderung des zweiten Theiles unserer Constanten mit der Wärme schliessen kann. Wir sind daher genöthigt diesen Punkt unberücksichtigt zu lassen. Die für die Constante des Widerstandes nach der Annahme, daß der Widerstand proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit erfolge, berechneten Zahlen bewegen sich für kleinere Geschwindigkeiten bis zu 20^m in denselben Gränzen, und offenbar sind die dabei in Betracht kommenden Unregelmäßigkeiten entweder auf Beobachtungsfehler zurückzuführen oder auf den Umstand, daß die Körper nicht in einer geraden, sondern in einer etwas gekrümmten Linie fielen. Ich habe zwar alle die Beobachtungen, bei denen der Körper eine auffallende Curvenbewegung machte, als nichtgeltend betrachtet; jedoch war es immerhin möglich, daß eine krumme Bahn beschrieben wurde, die nicht beobachtet werden konnte. Wir dürfen daher wohl annehmen, daß der Widerstand für kleinere Geschwindigkeiten proportional dem Quadrate der Geschwin-

digkeit ist. Für grössere Geschwindigkeiten finden wir bei den beiden grösseren Kugeln eine auffallende Vergrößerung der Constanten der Beschleunigung des Widerstandes, so dass sich die schon anderweitig gemachte Erfahrung bestätigt, dass sich mit Vergrößerung der Geschwindigkeit eines in einem Medium bewegten Körpers auch der Widerstand des Mediums vergrößert.

Sehen wir nunmehr zu, welches der wahrscheinlichste Werth der Constanten der Beschleunigung des Widerstandes für kleinere Geschwindigkeiten ist. Mit Hülfe der *Theorie der kleinsten Quadrate* gelangen wir zu folgenden Resultaten:

Die Constante der Kugel I schwankt

zwischen 0,075064 u. 0,074886

Die Constante der Kugel II schwankt

zwischen 0,094684 u. 0,094186

Die Constante des Cylinders schwankt

zwischen 0,040390 u. 0,040266.

Indem wir aus den betreffenden Zahlenwerthen das arithmetische Mittel nehmen, erhalten wir

Die Constante des Kegels (spitzer Theil voran) 0,113854

Die Constante des Kegels (stumpfer Theil voran) 0,115973.

Diese Zahlenausdrücke benutzen wir zunächst dazu, die Constante der Kraft des Widerstandes zu berechnen. Man sieht leicht ein, dass der Widerstand gegen einen im Wasser bewegten Körper irgend welchen Stoffs von einem an Gestalt und Grösse gleichen Wasserkörper ausgeübt wird, oder mit andern Worten: der in dem Wasser bewegte Körper hat in jedem Augenblick den Widerstand einer Wassermenge von seinem eigenen Volumen zu überwinden und zu verdrängen. Daher werden wir, um die Constante der Kraft des Widerstandes für die einzelnen Körper zu erhalten, die für die Constante der Beschleunigung gefundenen Zahlenausdrücke mit der Masse eines Wasserkörpers von gleichem Volumen zu multipliciren haben, dessen Dichte sich aus der mittleren Temperatur, bei der die Versuche

gemacht worden sind, bestimmen muß. Die in diesem Sinne angestellten Berechnungen ergaben folgende Resultate, die analog den Constanten der Beschleunigung zwischen zwei Gränzen schwanken:

Kugel I. (mittlere Temperatur 9°).

$$W = 8,2715 c^2$$

$$W_1 = 7,25874 c^2$$

Kugel II, ($t = 13,6^{\circ}$).

$$W = 3,0549 c^2$$

$$W_1 = 3,03883 c^2$$

Cylinder ($t = 15^{\circ}$).

$$W = 13,69414 c^2$$

$$W_1 = 13,6521 c^2$$

Hieraus ergibt sich, daß der Widerstand der großen Kugel sich nicht dem theoretischen Verhältnisse $r^2:r_1^2=1:2,27$ unterordnet, sondern dem Verhältnisse $1:2,7$ folgt. Ferner ist das Verhältniß des Widerstandes der großen Kugel zu dem des Cylinders wie $1:1,65$ und nicht, wie die Theorie verlangt, für gleiche Halbmesser wie $2:3$ oder mit Rücksicht auf unsern Fall wie $1:1,53$.

Wir sind aber durchaus nicht genöthigt, den von uns berechneten Näherungswerth in Wirklichkeit als Näherungswerth anzusehen. Eine etwas unregelmäßige Beobachtung ist im Stande das arithmetische Mittel und somit den Näherungswerth in einer Weise zu ändern, daß dieser im Verhältniß zu den übrigen Resultaten uns ein unrichtiges Resultat ergibt. Wir werden daher am besten thun, die Widerstände für die einzelnen Constanten selbst zu berechnen und in Verhältniß zu setzen. Die Verhältnisse sind folgende.

Widerstand der Kugel I : Kugel II (Theor. Verh. $2,27:1$)

2,606:1; 2,75:1; 2,96:1; 2,624:1; 2,59:1

2,49:1; 2,81:1; etc.

Diese bedeutende Abweichung von dem theoretisch bestimmten Verhältniß kann nicht etwa die Folge von Unregelmäßigkeiten und Unebenheiten der Körper seyn, denn

wenn ich mir die Unregelmäßigkeit beider Kugeln so groß denke, daß der Halbmesser der mittleren Kugel 19,5, der der großen etwa 19,75^{mm} anzunehmen wäre, so müßte das Verhältniß des Widerstandes gegen beide Kugeln doch 1:2,33 seyn, was von dem empirisch gefundenen noch immer bedeutend abweicht. Es muß uns mithin aus diesen Verhältnissen das Gesetz entgegentreten, *daß der Widerstand gegen Kugeln nicht proportional dem Quadrat der Halbmesser ist, oder da die Quadrate der Halbmesser proportional den Oberflächen der Kugeln sind, daß der Widerstand nicht im Verhältniß der Widerstandsflächen wächst, sondern daß er mit Vergrößerung der Widerstandsflächen ein das theoretische Verhältniß übersteigendes annimmt.*

Deutlicher wird sich dieses noch zeigen, wenn wir die mittlere Constante aus den mit der Kugel III gemachten beiden Versuchen dazu benutzen, den Widerstand zu berechnen. Die mittlere Constante ist = 0,179575, und angenommen, daß der Widerstand proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit erfolge,

$$W = 0,7517 c^2.$$

Das Verhältniß des Widerstandes dieser kleinen Kugel zu dem der mittleren Kugel schwankt zwischen

$$0,7517 : 3,0549 \quad \text{d. h. zwischen} \quad 1 : 4,064$$

$$\text{und} \quad 0,7517 : 3,03883 \quad 1 : 4,043$$

während die Theorie das Verhältniß 1:3,9 verlangt.

Ebenso schwankte das Verhältniß zu dem Widerstand der größeren Kugel zwischen

$$0,7517 : 8,2785 \quad 1 : 11,013$$

$$\text{und} \quad 0,7517 : 8,25874 \quad 1 : 10,99$$

während das theoretische Verhältniß 1:8,851 ist.

Die folgende kleine Tabelle wird eine klare Uebersicht verstaten.

	Rad. in Centm.	Beob. Widerst.	Theor. Verh.	Beob. Verh.	Verh. des Verh.
Kugel III	1,000	0,7517	1	1	1:1
Kugel II	1,975	3,04686	3,9	4,9535	1:1,039
Kugel I	2,975	8,26862	8,851	11,0015	1:1,243

Hierdurch wird die von Borda ausgesprochene Behauptung, daß der zweite von Newton aufgestellte Hauptsatz, wonach der Widerstand der Größe der Fläche direct proportional ist, keineswegs gültig sey, als eine richtige erwiesen. Die von ihm aufgestellte Tabelle der Wachstumsverhältnisse weicht sehr von dieser ab, und dieß aus dem Grunde, weil wir mit Kugeln experimentirten, während Borda ebene Flächen anwandte, und weil ferner wir die Körper in dem Medium fallen ließen, während Borda die Bewegung durch einen Rotationsapparat bewirkte, bei dem die Friction jedenfalls größere Ungenauigkeiten gab, als sie unsere Beobachtungsmethode zuläßt. Es muß hierbei noch bemerkt werden, daß wahrscheinlich der Constantenwerth der kleinen Kugel bei geringeren Geschwindigkeiten ein kleinerer seyn wird.

Ein günstigeres Resultat ergibt sich aus der Vergleichung der gegen die große Kugel und den Cylinder ausgeübten Widerstände. Hätte die große Kugel mit dem Cylinder gleichen Durchmesser, so müßte nach der Theorie das Verhältniß der Widerstände $2:3$ oder $1:1,5$ seyn. Da jedoch der Durchmesser der Kugel $5,95^{\text{cm}}$ ist, während der des Cylinders 6^{cm} Länge hat, so muß sich das Verhältniß $1:1,53$ ergeben. Aus den Beobachtungen erfahren wir aber, daß das Verhältniß des mittleren Widerstandes gegen die große Kugel zu dem gegen den Cylinder $1:1,65$ ist, daß der größte Kugelwiderstand zum kleinsten Cylinderwiderstand das Verhältniß $1:1,47$ hat, daß der mittlere Kugelwiderstand zum kleinsten des Cylinders das Verhältniß $1:1,54$ bildet. Das größtmögliche Verhältniß ist $1:1,7$, andere bewegen sich zwischen $1:1,6$ und $1:1,7$. Aus diesen Verhältnissen dürfen wir wohl nicht mit Unrecht auf den Satz schließen:

Die Widerstände, die gegen eine Kugel und einen geraden Cylinder von gleichem Halbmesser ausgeübt werden, stehen in dem Verhältnisse $2:3$.

Dieses Resultat stimmt mit dem, welches die Theorie erfordert, überein und beweist, daß die von Nordmark und Anderen gemachte Beobachtung, wonach der Wider-

stand gegen eine Kugel nur die Hälfte des gegen die größte Kreisfläche ausgeübten Widerstandes sey, als nicht gültig anzusehen ist.

Was schliesslich den Doppelkegel und den gegen denselben ausgeübten Widerstand anlangt, so war letzterer

(stumpfer Theil voran) $W = 4,11216 c^2$

(spitzer Theil voran) $W = 4,0179 c^2$.

Zuerst ersieht man in Bezug auf das Verhältniß der beiden Widerstände, daß dasselbe nicht dem theoretisch verlangten Verhältnisse

$$l \sin^2 \alpha : l_1 \sin^2 \alpha_1$$

folgt. Diesem zu Folge müßte das Verhältniß der beiden Widerstände, wenn $\alpha = 19^\circ 49'$ und $\alpha_1 = 32^\circ 43'$ angenommen wird, und mithin $\sin \alpha = 0,33901$ und $\sin \alpha_1 = 0,55048$ ist, sich herausstellen als:

$$6,783 : 10,799,$$

was mit $4,0179 : 4,1216$ auch nicht die mindeste Aehnlichkeit hat. Wir müssen daher wegen einer zu geringen Anzahl von Versuchen dieß unberücksichtigt lassen, können jedoch constatiren, daß der Widerstand gegen einen Kegel größer seyn muß als der gegen eine Kugel von demselben Durchmesser, und können als annäherndes Verhältniß der Widerstände angeben:

$$\text{Kugelw. : Kegelw.} = 3,04686 : 4,1216$$

$$= 1 : 1,35$$

$$\alpha_1 = 32^\circ 43'$$

$$\text{Kugelw. : Kegelw.} = 3,04686 : 4,0179$$

$$= 1 : 1,32$$

$$\alpha = 19^\circ 49'$$

Es ist zum Schlusse noch der Umstand in Erwägung zu ziehen, daß die Constanten des Widerstandes bei größeren Geschwindigkeiten größer aus den Beobachtungen berechnet worden sind. Wir haben dieß schon oben der Vergrößerung des Widerstandes mit der Zunahme der Geschwindigkeit zugeschrieben und fragen zunächst:

In welcher Weise ändert sich der Widerstand? oder mit andern Worten: Welcher Potenz der Geschwindigkeit ist der Widerstand bei Geschwindigkeiten über 20^{cm} proportional?

Um diese Potenz zu finden, nehmen wir die mittlere der für kleinere Geschwindigkeiten herausgerechneten Constanten und setzen sie zu den für die größeren Geschwindigkeiten gefundenen in Proportion. Die größeren Constanten der Kugel I sind 0,097324 und 0,096584 da die mittlere Constante für die kleineren Geschwindigkeiten = 0,075 gesetzt werden darf, so haben wir die Proportionen:

$$0,075 : 0,097324 = c^2 : c' = 24^2 : 24'$$

$$0,075 : 0,096584 = 28,127^2 : 28,127'$$

Aus der ersten Proportion erhalten wir $x = 2,062$

„ „ zweiten „ „ „ „ $x = 2,076$

In Betreff der zweiten Kugel haben wir die mittlere Constante = 0,094435 für kleinere Geschwindigkeiten und haben mit Berücksichtigung der größeren Constanten folgende Proportionen zu lösen:

$$0,094435 : 0,1064192 = 23,08^2 : 23,08'$$

$$0,094435 : 0,108341 = 34,64^2 : 34,64'$$

$$0,094435 : 0,110693 = 35,2^2 : 35,2'$$

Die hieraus für x resultirenden Werthe sind der Reihe nach:

$$x = 2,038; \quad x = 2,039; \quad x = 2,045.$$

Es geht daraus hervor, daß der Widerstand des Wassers für Geschwindigkeiten über 20^{cm} bei der großen, wie bei der kleineren Kugel nicht mehr proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit bleibt, sondern höheren Potenzen folgt, und zwar ist der Widerstand der Kugel I im Mittel der 2,076^{ten} Potenz, der der Kugel II der 2,041^{ten} Potenz proportional. Die Constante des Widerstandes bleibt nach dieser Auffassung immer dieselbe, der Widerstand selbst stellt sich als einer höheren Potenz der Geschwindigkeit proportional heraus. In wiefern freilich diese Zunahme des Exponenten von der Größe des bewegten Körpers abhängig ist, können wir aus diesen Paar Experimenten nicht beurtheilen.

Wir werden aber bedeutet, daß die Zunahme der Exponenten um so kleiner werden muß, je kleiner der bewegte Körper ist, und werden hier darauf geführt, daß

die Veränderung des Exponenten der Geschwindigkeit bei der kleinsten Kugel eine so geringe seyn muß, daß wir das oben angeführte Verhältniß der Constanten als nahezu richtig setzen dürfen.

In Betreff des Widerstandes in der Luft hat Hutton ein ähnliches Resultat erhalten, nämlich für denselben Körper bei Geschwindigkeiten zwischen 1 und 100 Fuß

$$W = v \left(\frac{c}{c_1} \right) 2,04$$

und diess lehrt uns, daß, wenn überhaupt der Widerstand in der Luft, was noch sehr fraglich ist, proportional der zweiten Potenz der Geschwindigkeit stattfindet, diese Potenz mit Vergrößerung der Geschwindigkeit in viel geringerem Grade bei der Bewegung in der Luft, als unter denselben Umständen bei der Bewegung im Wasser wechseln muß.

Weiteres kann aus den von mir gemachten Experimenten nicht abgeleitet werden. Eine Untersuchung über die Zerlegung der Constanten der Kraft des Widerstandes würde nutzlos seyn, da wir mit zu wenigen Körpern experimentirt haben, um das Gesetz der Veränderung derselben mit Vergrößerung der Oberfläche anzugeben. Wir müssen uns daher mit folgenden Resultaten begnügen:

- 1) Der Widerstand erfolgt bei Geschwindigkeiten bis zu 20^m proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit.
- 2) Bei größeren Geschwindigkeiten ist er einer höheren Potenz der Geschwindigkeit proportional, welche sich mit Vergrößerung der Widerstandsflächen vergrößert.
- 3) Der Widerstand gegen Kugeln ist annähernd dem Quadrate der Kugelhalbmesser proportional, vermehrt sich jedoch bei größeren Kugeln in immer größer werdendem Verhältniß.
- 4) Die Widerstände gegen Kugel und Cylinder von gleichem Durchmesser verhalten sich wie 2:3.
- 5) Ein Kegel erleidet größeren Widerstand als eine Kugel von gleichem Durchmesser.

III. Ueber den bei der Schwefelsäure-Erzeugung stattfindenden Vorgang; von Rudolph Weber.

Clement und Desormes¹⁾ haben im Jahre 1806 zuerst den Proceß der Schwefelsäurebildung in den Bleikammern erörtert, namentlich das Verhalten von schwefliger Säure zu dem Gemisch von Stickoxyd und atmosphärischer Luft studirt. Nach dem damals üblichen Fabrikationsverfahren wurde ein Gemenge von Schwefel, Salpeter und feuchtem Thone in dem Verbrennungssofen erbitzt und das gasförmige Product der Bleikammer zugeführt. Es überträgt sich dann, wie die genannten Chemiker darlegten, an die schweflige Säure erheblich mehr Sauerstoff, als der Salpeter enthält. Dieselben gaben eine Erklärung dieses Factums und zeigten, daß aus dem durch atmosphärischen Sauerstoff oxydirten Salpetergase und aus schwefliger Säure unter Rückbildung von Salpetergas Schwefelsäure entsteht. Nach ihrer Ansicht ist der Vorgang folgender: »Das Salpetergas entreißt der atmosphärischen Luft den Sauerstoff um ihn dem schwefligsauren Gase in einem demselben zusagenden Zustande darzureichen. Das Wasser hält die Verbrennungstemperatur entsprechend niedrig und verdichtet die erzeugte Schwefelsäure«. Bei der Wechselwirkung der Stoffe entstehen, sobald das Salpetergas sich röthet, weißer sternförmige Krystalle, welche mit Wasser in Berührung gebracht, unter starker Erhitzung Salpetergas entbinden.

H. Davy²⁾ zeigte 1812, daß die Bildung von Schwefelsäure nur bei Gegenwart von Wasser erfolgt, daß die Gase in völlig trockenem Zustande nicht auf einander reagiren. Nach seinen Versuchen veranlaßt eine geringe Menge von Wasser, welche man zu dem Gemisch von schwefliger Säure und dampfförmiger salpetriger Säure bringt, die Bil-

1) *Ann. Chim. T. 59, p. 329.* = Gilbert's Ann. Bd. 58, S. 67.

2) *Berzelius, Lehrbuch Bd. 1, S. 471.*

dung der erwähnten Krystalle. Er ¹⁾ betrachtet jenen Körper als ein für die Schwefelsäurebildung nothwendiges Zwischenproduct. Dieser Ansicht sind viele Chemiker, auch Gmelin ²⁾, beigetreten.

Nach Berzelius ³⁾ bildet sich in der Bleikammer wasserhaltige salpetrige Säure. Dieselbe überträgt Sauerstoff an schweflige Säure, und giebt Wasser an die erzeugte Schwefelsäure ab.

Peligot ⁴⁾ deutet den Proceß der Schwefelsäurebildung wesentlich anders. Nach seiner Ansicht findet die Oxydation der schwefligen Säure in der Bleikammer lediglich durch Salpetersäure statt, und es hat das hinzugefügte Wasser seiner Meinung nach wesentlich den Zweck, die aus Stickoxydgas und atmosphärischem Sauerstoff gebildete Untersalpetersäure, desgleichen die salpetrige Säure, in Stickoxyd und Salpetersäurehydrat zu zersetzen, und auf diesem Wege das hier wirksame, oxydirende, Agens, die Salpetersäure, zu schaffen. Wässrige salpetrige Säure existirt nach seinen Angaben nicht. Die früheren Erklärungen des Schwefelprocesses sind deshalb seiner Meinung nach nicht richtig. Peligot behauptet ferner, daß aus dem Gemenge von Stickoxyd und atmosphärischer Luft Untersalpetersäure (NO_4), nicht salpetrige Säure (NO_3), sich bilde. Erstere Säure wirkt auf trockne schweflige Säure, wie Provostaye gezeigt hat ⁵⁾, erst unter erhöhtem Drucke ein.

Die Versuche, auf welche Peligot seine Theorie stützt, bestehen im Wesentlichen darin, daß er nachweist, es wird sowohl concentrirte, als auch verdünnte Salpetersäure durch schweflige Säure zersetzt. Die concentrirte Säure oxydirt die schweflige Säure schon bei gewöhnlicher Temperatur, es bildet sich dabei Untersalpetersäure. Auf verdünnte

1) Berzelius, Jahresbericht Bd. 25, S. 61.

2) Dessen Handbuch Bd. I, S. 860 (4. Aufl. 1843).

3) Dessen Lehrbuch Bd. I, S. 470.

4) Ann. Chim. et Phys. 3^{re} ser., T. 12, p. 263.

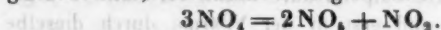
5) Ann. Chim. et Phys. T. 73, p. 326.

Salpetersäure wirkt schweflige Säure erst in der Wärme; als Nebenproduct entsteht Stickoxyd.

Die Angaben, welche Peligot über das Verhalten der schwefligen Säure zu Salpetersäuren von verschiedener Concentration gemacht hat, unterliegen in soweit keinem Zweifel, als concentrirte Salpetersäure leicht, verdünntere dagegen schwieriger, und erst in der Wärme durch dieselbe zersetzt wird. Aus seinen Versuchen geht aber nicht hervor, daß eine Salpetersäure von dem Grade der Verdünnung, wie sie nach seiner Erklärung des Processes in den Bleikammern vorhanden seyn muß, bei der Temperatur dieser Räume durch die schweflige Säure auch thatsächlich zersetzt wird. Nach seiner Wahrnehmung wird eine Salpetersäure von 2 Proc. Gehalt durch schweflige Säure in der Kälte gar nicht verändert; erst bei 80° ist eine Einwirkung auf dieselbe wahrnehmbar. Da nun factisch die Temperatur des größten Theiles der Bleikammer weit unter 80° liegt, und die Salpetersäure in der Kammer, wenn sie durch Zersetzung der Untersalpetersäure gebildet wird, eine sehr geringe Concentration besitzt, so entsteht die Frage: wird derartige verdünnte Salpetersäure in der Kammer auch wirklich durch schweflige Säure ohne Weiteres angegriffen, und erfolgt, wenn eine Einwirkung stattfindet, dieselbe so leicht und vollständig, daß man die Oxydation der schwefligen Säure in der Bleikammer durch die bei der Zersetzung der Untersalpetersäure gebildeten Salpetersäure erklären, und demgemäß dann den Hergang in der Bleikammer aus dieser Reaction ungezwungen deuten kann?

Bei dem Betriebe der Schwefelsäurekammern werden bekanntlich auf 100 Theile Schwefel etwa 6, höchstens 8 Theile Salpeter (Natronsalpeter), oder eine entsprechende Menge Salpetersäurehydrat verwendet. Die Menge des Wassers beträgt etwa 220 Theile. Berechnet man nach diesen Mischungsverhältnissen der Materialien die Concentration der Salpetersäure, welche in der großen Kammer durch Zerlegung der Untersalpetersäure mit Wasser sich bildet, und

nach Peligot die Oxydation der schwefligen Säure ausschließlich vollführen soll, so ergibt sich, daß diese Säure nur 2 bis 2,3 Proc. wasserfreie Salpetersäure enthält. Hierbei ist noch davon abgesehen, daß bei der Zersetzung der Untersalpetersäure durch Wasser Stickoxydgas gleichzeitig gebildet wird, denn nach Peligot sind:



Zur Prüfung solcher sehr verdünnten Salpetersäure zu schwefliger Säure wurde letztere in Salpetersäure von etwa 3 Proc. Säuregehalt geleitet und diese Flüssigkeit in einer ganz damit erfüllten Flasche auf die Temperatur der Bleikammern, also auf etwa 40°, erwärmt. Der Versuch ergab, daß zunächst bei gewöhnlicher Temperatur, nach Verlauf von einer halben Stunde, keine, und selbst in der auf 40° erwärmten Flüssigkeit während jener Zeit nur eine höchst geringe Schwefelsäurebildung eingetreten war. Nach mehreren Tagen hatte die Erzeugung letzterer Säure reichlicher stattgefunden. Da nun aber bei dem bekannten Vorlesungsversuche die Bildung der Schwefelsäure in dem Glaskolben vermittelt schwefliger Säure, Stickoxyd, atmosphärischer Luft und überschüssigem Wasser leicht und in kürzester Zeit stattfindet, und die Bleikammern diese Säure bekanntlich verhältnismäßig rasch erzeugen, so kann die Schwefelsäure daselbst sich unmöglich ausschließlich vermittelt solcher verdünnten Salpetersäure bilden. Es leuchtet die Productionsfähigkeit der Bleikammern durchaus nicht ein. Erfahrungsmäßig ist für je 40 Pfund Schwefel, die in 24 Stunden umgewandelt werden, ein Kammerraum von 1000 Kubikfuß erforderlich. Da hierbei etwa 120 Pfund Säurehydrat entstehen, so erzeugt ein Raum von 1000 Kubikfuß pro Stunde etwa 5 Pfund Schwefelsäurehydrat. Weil nun bei der Temperatur des Kammerraumes die verdünnte Salpetersäure zur Bildung der Schwefelsäure nur in höchst geringem Maasse Anlaß giebt, so muß der Vorgang in der That ein anderer, als ihn Peligot darstellt, seyn.

Zur Erörterung des in der Bleikammer stattfindenden Processes wurde zunächst nochmals das Verhalten der Un-

tersalpetersäure gegen größere Mengen von Wasser, und zwar bei verschiedenen Temperaturen, geprüft. Die Untersalpetersäure wurde durch Erhitzen von trockenem salpetersauren Bleioxyd erzeugt. Der braune Dampf wurde in ein zur Hälfte mit Wasser gefülltes Glas geleitet. Beim Schütteln verschwand der Dampf vollkommen. Nach Peligot soll durch den Ueberschufs von Wasser die salpetrige Säure zersetzt, letztere in der Flüssigkeit nicht enthalten, es soll nur Salpetersäure und Stickoxyd aus der Untersalpetersäure entstanden seyn. Der Versuch lehrt indessen, daß diese Ansicht irrthümlich ist. Bringt man von obiger Flüssigkeit mittelst einer Pipette etwas in ein anderes, kleineres Glas, fügt dann einen Krystall von reinem Iodkalium hinzu, so wird dieselbe sofort tief braungelb von ausgeschiedenem Iod gefärbt. Stickoxyd entwickelt sich unter heftigem Schäumen. Man kann die Flüssigkeit, ohne daß sie das erwähnte Verhalten gegen Iodkalium verliert, sogar bis zum anfangenden Sieden erhitzen. Läßt man von Wasser, dessen Temperatur selbst über 40° liegt, die Untersalpetersäuredämpfe absorbiren, so reagirt dasselbe noch in vorgedachter Weise auf das Iodkalium.

Da nun bekanntlich reine, verdünnte Salpetersäure das Iodkalium nicht verändert und reines, von Untersalpetersäuredampf durch sorgfältiges Waschen mit Wasser befreites Stickoxydgas aus Iodkalium gleichfalls kein Iod ausscheidet, so befindet sich in dem mit Untersalpetersäure in Berührung gebrachten Wasser salpetrige Säure. Es enthält also auch das bei der Schwefelsäurebildung mitwirkende Wasser salpetrige Säure und nicht, wie Peligot meint, ausschließlich Salpetersäure.

Wenn, wie oben erwähnt, die mit Wasser verdünnte Salpetersäure auf die schweflige Säure bei der Temperatur der Bleikammern fast gar nicht wirkt, so fragt es sich, wie verhält sich gegen diese Säure das Wasser, welches Untersalpetersäuredampf verschluckt hat. Der Versuch ergab, daß sogleich, selbst bei gewöhnlicher Temperatur, Schwe-

felsäure gebildet wird. Leitet man gewaschenes schwefligsaures Gas in solches Wasser, so giebt in dieser Flüssigkeit Chlorbariumlösung sofort einen starken, weissen Niederschlag von schwefelsaurem Baryt. Um recht augenfällig das sehr verschiedene Verhalten der verdünnten reinen Salpetersäure und des mit Untersalpetersäuredampf behandelten Wassers darzustellen, vermische man einen Theil reine Salpetersäure mit 10 bis 12 Theilen Wasser und leite unter möglichstem Luftabschlusse schweflige Säure in diese Flüssigkeit. Chlorbarium erzeugt darin keinen Niederschlag. Fügt man jetzt nun eine geringe Menge jenes Wassers hinzu, so fällt sofort schwefelsaurer Baryt. Statt des mit Untersalpetersäuredampf in Berührung gebrachten Wassers kann man einfacher noch eine mit vielem Wasser verdünnte rauchende Salpetersäure anwenden. Letztere Reaction ist als Vorlesungsversuch sehr geeignet.

Hiernach bewirkt die bei der Berührung der Untersalpetersäure mit Wasser erzeugte salpetrige Säure die Oxydation der schwefligen Säure wesentlich leichter als die Salpetersäure. Dieselbe ist daher unzweifelhaft das zuerst wirksame Agens, wenn bei der Schwefelsäurebildung feuchte Luft mit schwefliger Säure und Untersalpetersäure zusammentrifft. Die bei der Zersetzung der Untersalpetersäure mit Wasser erzeugte Salpetersäure bleibt, wenn viel Wasser zugegen ist, durch schweflige Säure unzersetzt. Diese Thatsache erhellet aus folgenden Versuchen: Leitet man in das Wasser, welches Untersalpetersäure absorbirt hat, schweflige Säure, zerstört dann den Ueberschuß der letzteren durch Einleiten von Chlorgas, so bringt Eisenvitriol in der von der überschüssigen schwefligen Säure befreiten Flüssigkeit (nach Zufügung von etwas reiner Schwefelsäure) deutlich die bekannte Reaction hervor. Läßt man Untersalpetersäure auf erwärmtes, schweflige Säure enthaltendes Wasser einwirken, so findet sich gleichfalls in der vom Ueberschusse der schwefligen Säure durch Chlor befreiten Flüssigkeit noch Salpetersäure. Wie die Zersetzung der hierbei gebildeten Salpetersäure unter gewissen Um-

ständen dennoch erfolgen kann, wird aus den weiter unten beschriebenen Versuchen erhellen.

Bei dem Bleikammerprocesse kommt ferner das Verhalten der Untersalpetersäure und der salpetrigen Säure zu Schwefelsäuren von verschiedener Verdünnung in Betracht, weil dieselben in den Kammerräumen sowohl mit der erzeugten, tropfenförmig herabfallenden, als auch mit der am Boden angesammelten Schwefelsäure zusammentreffen. Einige Beobachtungen über diesen Gegenstand sind in einer früheren Abhandlung ¹⁾ bereits beschrieben worden. Fortgesetzte Versuche haben mit Einschluss des früher Mitgetheilten Folgendes ergeben: Die bekannten, salpetrige Säure, Schwefelsäure und Wasser enthaltenden Bleikammerkrystalle lösen sich ohne erhebliche Gasentbindung in Säuren, deren Dichte die der Kammersäure nicht wesentlich unterschreiten, auf. Dämpfe von Untersalpetersäure werden von concentrirter Schwefelsäure bekanntlich leicht aufgenommen und veranlassen, im Ueberschusse zugefügt, die Ausscheidung von Bleikammerkrystallen. Verdünntere Schwefelsäuren, bis zur Dichtigkeitsgränze 1,45, werden durch diese Dämpfe gelb gefärbt. Eine Säure von der Dichte 1,40 nimmt eine grünliche, oder bläuliche Färbung an. Die Färbungen der verdünnten Säuren verschwinden nach einiger Zeit wieder. In den Säuren, deren Dichte zwischen 1,7 und 1,5 liegt, ist, wie man aus der Färbung schließen kann, ein Theil der Untersalpetersäure unzerlegt enthalten. Die grünlichen etc. Flüssigkeiten enthalten unzweifelhaft salpetrige Säure. Die gefärbten Säuren, namentlich die ersteren, stoßen beim Umschütteln gelbe Dämpfe aus. Behandelt man diese Flüssigkeiten mit schwefliger Säure, so werden namentlich die Säuren, deren Dichte nicht höher als die der Bleikammersäure (1,50) ist, rasch farblos. Die salpetrige Säure wird auch hier zur Schwefelsäurebildung nutzbar gemacht.

Bei dem Bleikammerprocesse spielen diese Vorgänge eine Rolle. Wenn nämlich durch die Wirkung der wässerigen

1) Verhändl. des Vereins für Gewerbeleiß in Preussen, 1862, S. 259.

salpetrigen Säure auf schweflige Säure verdünnte Schwefelsäure gebildet ist, so löst dieselbe aus der Bleikammeratmosphäre Salpetrige- oder Untersalpetersäure auf. Durch Zutritt von schwefliger Säure findet in dem Gemisch die Bildung von Schwefelsäure statt. Eine Zersetzung der absorbirten Dämpfe durch Wasser, behufs Bildung von Salpetersäure, ist nicht nöthig. Die vorhandene salpetrige Säure oxydirt, da das zur Hydrathbildung der Schwefelsäure erforderliche Wasser vorhanden ist, die schweflige Säure äußerst leicht. Für die Praxis ist von Interesse, daß die salpetrige Säure enthaltenden verdünnteren Gemische sich leichter entfärben, als die concentrirteren. Es erklärt sich hieraus die dem Fabrikanten bekannte Erscheinung, daß die Bleikammersäure, wenn sie zu hochgrädig wird, leicht gelb abläuft, denn die Zerlegung der aufgelösten Untersalpetersäure durch die schweflige Säure ist hier eben nicht erfolgt. Die Zersetzung der salpetrigen Säure findet durch die schweflige Säure nicht statt, wenn dieselbe in dem ersten Hydrat der Schwefelsäure enthalten ist. Löst man Bleikammerkrystalle $\text{SO}_2\text{NO}_2 + \text{SO}_2\text{HO}$ in engl. Schwefelsäure SO_2HO , so kann man, selbst wenn schweflige Säure längere Zeit eingewirkt hat, die Gegenwart der salpetrigen in bekannter Art noch darin nachweisen.

Beim Zusammentreffen von Untersalpetersäure, Wasser und schwefliger Säure entsteht, wie oben gezeigt, Salpetersäure. Um die Function der letzteren bei dem Bleikammerprocesse zu erörtern, wurden folgende Versuche über das Verhalten von schwefliger Säure zu Gemischen aus Schwefelsäure von verschiedener Concentration und Salpetersäure angestellt: Läßt man auf ein Gemisch aus verdünnter Schwefelsäure von 1,360 spec. Gewicht (etwa 37,5° B.) und reiner Salpetersäure von 1,25 spec. Gewicht (30 Kubikcentim. Schwefelsäure und 5 bis 6 Kubikcentim. Salpetersäure) schweflige Säure wirken, so erfolgt in der Kälte keine erhebliche Reaction. Erwärmt man das Gemisch, so findet die Zersetzung der Salpetersäure unter Entbindung von Stickoxyd rasch statt. Bei Anwendung

etwas concentrirterer Schwefelsäure, von einer Säure deren Dichte 1,396 (etwa 40° B.) ist, findet eine Reaction auch in der Kälte statt. Ein Gemisch dieser Säure (30 Kubikcentim.) mit Salpetersäure (5 bis 6 Kubikcentim.) wird in der Kälte durch schweflige Säure alsbald intensiv grünlich blau gefärbt. Wirkt dann die schweflige Säure weiter ein, so bewirkt jede Blase des Schwefligsäure-Gases ein heftiges Schäumen der Flüssigkeit. Unter Entbindung von Stickoxydgas wird das Gemisch schliesslich farblos. Die Salpetersäure ist völlig zersetzt.

Aehnlich verhalten sich Säuren, deren Dichten 1,440 (45° B.), 1,496 (48° B.) und 1,530 (50° B.) sind. Es entstehen intensiv grün gefärbte Flüssigkeiten. Die verdünnten Gemische nehmen nach einiger Zeit einen entschiedenen blauen Teint an; die concentrirteren erscheinen dagegen gras- und gelbgrün. Ein Säuregemisch, enthaltend Schwefelsäure von 1,630 (etwa 55° B.), wird gelb, später farblos. Ueber das eigenthümliche Verhalten der Gemische aus stärkeren Säuren, welches für den Bleikammerproceß nicht von erheblicher Bedeutung ist, wird später Näheres mitgetheilt werden.

Hiernach wird also durch die schweflige Säure in jenen Gemischen zunächst salpetrige Säure erzeugt, deren Anwesenheit aus der Färbung des Gemenges und dem Verhalten desselben gegen Iodkalium hervorgeht; später zersetzt sich letztere Säure unter Aussonderung von Stickoxyd. Auch in diesen Gemischen erfolgt (und zwar im zweiten Stadium, wenn die Färbung eingetreten ist), die Bildung der Schwefelsäure auf Kosten des Sauerstoffs der salpetrigen Säure. Diese Säure giebt dann direct Sauerstoff an schweflige Säure ab, und die nach Peligot's Ansicht für den Oxydationsproceß nothwendige Zersetzung derselben durch Wasser (in NO_2 und NO) findet nicht statt.

Es ist hiernach auch einleuchtend, daß selbst verdünnte Salpetersäuren, die für sich durch schweflige Säure nicht angegriffen werden, sich leicht zersetzen, wenn man sie mit wässriger Schwefelsäure gemischt, deren Einwirkung aus-

setzt. Die in der Bleikammer sich bildende Salpetersäure wird eben unter dem Einflusse der auf anderem Wege zuerst gebildeten Schwefelsäure zerlegt und für den Oxydationsproceß nutzbar gemacht. Wie eben mitgeteilt, wird die mit Schwefelsäure von 1,360 spec. Gewicht (38° B. 47 Proc. $\text{SO}_3 \text{HO}$) vermischte Salpetersäure bei gelindem Erwärmen zersetzt. Diese Schwefelsäure ist erheblich verdünnter als die Bleikammersäure; letztere begünstigt die Zerlegung, indem sie leichter Wasser bindet, noch mehr.

Diese Erscheinungen kommen bei dem Bleikammerproceß in Betracht. Es bildet sich in der Bleikammer Salpetersäure, sowohl durch die Wirkung von schwefliger Säure auf Wasser und Untersalpetersäure, als auch, und zwar in der Nähe der Dampfströme, in Folge der Zersetzung jener Säuren lediglich durch Wasser. Die als oxydirendes Agens für sich unwirksame verdünnte Salpetersäure vermischt sich mit Schwefelsäure, giebt an diese Wasser ab und wird von der schwefligen Säure dann zersetzt.

Peligot behauptet, daß in der Bleikammer keine salpetrige Säure, sondern Untersalpetersäure aus Stickoxyd und sauerstoffhaltiger atmosph. Luft gebildet, und daß die Schwefelsäureerzeugung ausschließlich auf Kosten der durch Zersetzung der Untersalpetersäure durch Wasser regenerirten Salpetersäure bewirkt werde. Die Richtigkeit der ersten Behauptung, für welche Peligot keinerlei Beweise beigebracht hat, wird schon von Berzelius¹⁾ bezweifelt. Derselbe verweist auf die mit Stickoxyd angestellten eudiometrischen Versuche, welche bekanntlich gelehrt haben, daß die Menge der condensirten Gase (Stickoxyd und Sauerstoff) sehr verschieden ausfallen kann, je nachdem dieselben schneller, oder langsamer zusammentreten, oder ein Ueberschuss des einen oder andern Gases vorhanden ist. Da man nun in der Bleikammer den Luftwechsel zur Verminderung des Verlustes an salpetrigen Gasen zweckmäßig beschränkt, den Sauerstoff der Bleikammerluft möglichst ausnutzt, so ist sehr wahrscheinlich, daß in den sauerstoff-

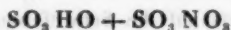
1) Jahresbericht Bd. 25, S. 61.

armen Theilen der Bleikammeratmosphäre aus Stickoxyd sich nicht lediglich Untersalpetersäure, sondern auch, und zwar vielleicht reichlich, Salpetrige-Säure erzeugt. Wie leicht letztere in Berührung mit Wasser die schweflige Säure höher oxydirt, ist oben besprochen worden.

Hiernach kann dann auch die wesentlichste Function des Wassers nicht darin erblickt werden, daß es die Untersalpeter- und salpetrige Säure zersetzt und Salpetersäure schafft. Die erwähnten grün etc. gefärbten verdünnten Schwefelsäuren werden durch trocknes schwefligsaures Gas, also ohne daß Wasser die Zerlegung der salpetrigen Säure herbeiführt, von letzterer Säure unter Entbindung von Stickoxyd zersetzt. Es oxydirt die salpetrige Säure, wie oben erwähnt, die schweflige Säure bei Weitem leichter, als die Salpetersäure. Wenn daher die obigen Körper auf einander einwirken, so wird sich nicht erst das weniger oxydirende Agens bilden. Es fragt sich nun, wie der Einfluß des Wassers auf die Schwefelsäurebildung, gegenüber dem Factum, daß die trocknen Gase auf einander nicht reagiren, zu deuten ist. Viele Erscheinungen sprechen dafür, daß das Wasser vorzugsweise disponirend wirkt, daß die mächtige Verwandtschaft des Wassers zur Schwefelsäure die nur schwache Affinität von Sauerstoff und schwefliger Säure gleichsam unterstützt. Hierher gehören folgende bekannte Facta: Feuchte schweflige Säure und Sauerstoff bilden leicht Schwefelsäurehydrat. Die trocknen Gase vereinigen sich nicht. Schweflige Säure reducirt selenige Säure, Arsensäure etc. nur bei Gegenwart von Wasser, also nur dann, wenn Schwefelsäurehydrat entstehen kann. Chlorwasser, desgleichen sehr verdünnte Iodlösung, erzeugen mit schwefliger Säure sofort Schwefelsäure. Bei diesen Reactionen vermittelt das Wasser die Oxydation der schwefligen Säure. Außer dem Wasser vermitteln auch andere Körper, zu denen die Schwefelsäure Verwandtschaft äußert, die höhere Oxydation der schwefligen Säure. Unter Erglügen erzeugt sich bekanntlich aus Bleisuperoxyd und schwefliger Säure schwefelsaures Blei-

oxyd. Aus salpetersaurem Kali, desgleichen aus salpetersaurem Silberoxyd, entstehen, wenn man die bei möglichst gelinder Hitze geschmolzenen Salze mit Schwefligsäure-Gas berührt, unter heftiger Reaction schwefelsaure Salze. Hier üben die Basen die Wirkung, welche bei den zuerst erwähnten Reactionen das Wasser äußert.

Die schweflige Säure wird zur höheren Oxydation durch Gegenwart von Körpern angeregt, welche zur Schwefelsäure große Verwandtschaft äußern. Hierfür sprechen die obigen, desgleichen auch folgende Erscheinungen: Leitet man in einen Kolben, dessen Wandung mit einer dünnen Schicht von concentrirter Schwefelsäure beschlagen ist, zugleich trockne schweflige Säure und Untersalpetersäuredampf, so verschwindet die Farbe des Kolbeninhalts bald, und es erzeugen sich an den Wandungen harte, trockne Krusten von Krystallen, welche unzweifelhaft die bekannte Verbindung:



ist.

Das Schwefelsäurehydrat vermittelt, daß aus NO_2 und SO_2 sich Schwefelsäure, welche mit der salpetrigen Säure zusammentritt, bildet.

Die genannten, bei gewöhnlicher Temperatur im trocknen Zustande nicht auf einander reagirende Gase, wirken bei erhöhter Temperatur auf einander ein. Es erzeugt sich eine Verbindung von Schwefelsäure mit salpetriger Säure. Um die Zersetzung herbeizuführen, leitet man sorgfältig getrocknete schweflige Säure und Untersalpetersäuredampf durch ein stark erhitztes Glasrohr. Es erzeugen sich gelbe, später krystallinisch erstarrende Tropfen einer Verbindung, deren Formel



ist. In einem nicht genügend erhitzten Rohre bildet sich dieser Körper nicht; die Gase entweichen unverändert. Leichter noch erzeugt sich diese Verbindung, wenn man in einer schwer schmelzbaren Kugelhöhre trocknes salpetersaures Bleioxyd gelinde erhitzt und trockne schweflige Säure zu-

leitet. Die abgeschiedene Untersalpetersäure und die überschüssige schweflige Säure reagiren aufeinander, sobald das Glasrohr an einer Stelle bis nahe zum Glühen erhitzt wird. Es bilden sich Tropfen der oben bezeichneten Verbindung. Dieses schwerflüchtige Product kann sich am Eingange der Bleikammer und an solchen Punkten, wo sehr heisse schweflige Säure mit Untersalpetersäure zusammentrifft, leicht bilden. Ich behalte mir eine nähere Mittheilung über diesen und einen ähnlichen Gegenstand vor.

Dafür, daß das Wasser bei der Schwefelsäurebildung in den Bleikammern wesentlich disponirend wirkt, spricht auch folgender Versuch: Wenn man lufttrockenes, grobes Pulver von krystallisirtem Kalialaun in einer trocknen Flasche mit Untersalpetersäuredampf in Berührung bringt, so wirkt das Krystallwasser des Alauns nur langsam zersetzend und entfärbend auf den gasförmigen Inhalt der Flasche, selbst beim Schütteln ein. Die Intensität der Farbe der braunen Dämpfe verringert sich langsam. Leitet man aber in diese Flasche dann schweflige Säure, verschließt und schüttelt das Gefäß, so ist in sehr kurzer Zeit das Gasgemisch entfärbt, die Krystallsplitter werden feucht und ballen sich zusammen. Es hat sich Schwefelsäurehydrat erzeugt. Da das Krystallwasser auf die Untersalpetersäure nur gering einwirkt, bei Gegenwart von schwefliger Säure die Bildung von Schwefelsäurehydrat sofort veranlaßt, so übt das Krystallwasser des Alauns den bezeichneten Einfluß aus.

Es ist hiernach der Proceß der Schwefelsäurebildung vermittelt salpetriger Säure analog dem Vorgange bei der Reaction von schwefliger Säure auf andere leicht Sauerstoff abgebende Körper, wie Arsensäure, selenige Säure etc. Das Wasser disponirt die schweflige Säure zur Oxydation.

Nach den oben mitgetheilten Versuchen findet folgender Vorgang in der Bleikammer statt:

Die Oxydation der schwefligen Säure erfolgt in der Bleikammer hauptsächlich durch den Sauerstoff der salpetri-

gen Säure, welche sich hierbei in Stickoxydgas verwandelt. Letztere Säure bewirkt die Oxydation, sobald sie von überschüssigem Wasser aufgenommen ist. Die Lösung derselben bildet sich, indem das Wasser entweder die in der Bleikammer verbreitete freie salpetrige Säure unverändert aufnimmt, oder die Untersalpetersäure zerlegt. Die Zersetzung der erzeugten Salpetersäure erfolgt namentlich unter Beihülfe der schon gebildeten Schwefelsäure. Das Wasser disponirt hier zur Schwefelsäurebildung in derselben Weise, wie bei anderen, durch die schweflige Säure bewirkten Reductionsprocessen.

IV. *Ueber die Methode der Schlierenbeobachtung als mikroskopisches Hülfsmittel, nebst Bemerkungen zur Theorie der schiefen Beleuchtung;*
von A. Töpler.

In einer Abhandlung über »Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode«¹⁾ habe ich die Grundzüge eines Verfahrens niedergelegt, durch welches sehr kleine Veränderungen in den Brechungsverhältnissen durchsichtiger Medien zur unmittelbaren Anschauung gebracht werden können. Die Empfindlichkeit jener Methode, welche es sogar gestattet, die Lufterschütterungen, die in Form von Schall von der Entladungsstrecke kräftiger elektrischer Funken ausgehen, als ausgebildete Wellensphäroide zu sehen, legte den Wunsch nahe, auch für die mikroskopische Beobachtung einen analogen Apparat zu construiren, da gerade der Mikroskopiker meistens mit durchsichtigen Untersuchungsobjecten beschäftigt ist.

In der That ist das zusammengesetzte Mikroskop in der jetzt üblich gewordenen Form ganz geeignet, durch eine sehr leicht zu applicirende Veränderung einen Schlie-

1) Bonn bei Max. Cohen u. Sohn. 1864.

renapparat in kleinem Maassstabe abzugeben. Wenn auch aus naheliegenden Gründen die große Empfindlichkeit, welche in oben erwähnter Abhandlung für den Schlierenapparat im Grossen nachgewiesen, bei dem Mikroskop nicht erreicht werden kann, so sind doch die Veränderungen, welche das mikroskopische Bild unter Anwendung der Methode bei stärkeren Vergrößerungen erfährt, der Beobachtung so günstig, daß sie selbst dem Laien auffallen müssen. Weil sich ferner die nöthigen Vorrichtungen an jedem Mikroskop ohne große Kosten anbringen lassen, so dürfte sich vielleicht die Methode als brauchbares Hilfsmittel für die praktische Mikroskopie empfehlen lassen. Zugleich möchte ich Gelegenheit nehmen, einige Bemerkungen in Bezug auf die sogenannte schiefe Beleuchtung, über welche bei den praktischen Optikern noch mancherlei abweichende Vorstellungen herrschen, beizufügen. Das Grundprincip der fraglichen Methode lautet in allgemeiner Fassung folgendermaßen:

»Es sey durch aa' Fig. 13 Taf. VI eine kleine, scharf begrenzte, leuchtende Fläche dargestellt, welche zu einer Linse (oder einen beliebigen Collectivsystem) bb' eine solche Stellung habe, daß bei cc' ein reelles Bild der leuchtenden Fläche entsteht. Man denke sich ferner einen Beobachter in der Richtung von cc' nach bb' durch eine geeignete optische Vorrichtung (Auge, Ocular, Fernrohr, oder dergl.) hinblickend, so wird, wenn beispielsweise die oberhalb cc' wieder divergirenden Strahlen alle in jene Beobachtungsvorrichtung eindringen können, das Gesichtsfeld hell erscheinen. Befinden sich nun in den bei der Brechung beteiligten Medien innerhalb der Linse bb' oder nahe vor oder hinter derselben einzelne Stellen, welche die regelmäßige Ausbildung der von aa' ausgehenden Strahlenbüschel stören, so wird bei obiger Normalstellung keine Veränderung im Gesichtsfelde veranlaßt werden, wenn nämlich die Unregelmäßigkeiten so gering sind, daß trotzdem noch alle Strahlen in den Beobachtungsapparat eindringen können. Die kleinste Unregelmäßigkeit wird aber sofort

sichtbar, wenn man gerade an der Stelle des Bildes cc' einen undurchsichtigen Schirm in der Richtung des Pfeiles etwa vorschiebt und dadurch die regulären Strahlenbündel ganz oder theilweise abblendet. Ist hierbei noch die zweite Bedingung erfüllt, daß die deutliche Sehweite der oberhalb cc' aufgestellten Beobachtungsvorrichtung für diejenigen Punkte innerhalb (oder in der Nähe von) bb' accommodirt ist, welche die Unregelmäßigkeit veranlassen, so sieht man jene Ungleichförmigkeiten als deutlich schattirte Figuren im Gesichtsfelde. Bedeutet z. B. m in Fig. 13 Taf. VI eine solche kleine Partie in der Ebene HH , für welche die dicht über cc' angebrachte beliebige Beobachtungsvorrichtung eingestellt ist, und es sey z. B. das Brechungsvermögen von m um ein Geringes größer als das des umgebenden Mediums, so wird m wie eine schwach gekrümmte Sammellinse wirken. Man ersieht aus der Zeichnung, daß in diesem Falle noch Strahlen an der Kante c' vorbeistreichen müssen und somit sichtbar werden, wenn auch das reelle Bild cc' , kurz alle regulären von aa' ausgehenden Strahlen verdeckt sind. Es muß also von m eine einseitige helle Zeichnung auf dunklem Grunde erscheinen.

Man wird ferner aus Fig. 13 sofort bemerken, daß Obiges auch eintreten muß, mag nun m central oder seitlich im Gesichtsfelde liegen. Endlich wird man erkennen, daß die Empfindlichkeit des Beobachtungsverfahrens in geradem Verhältniß zur Entfernung von m und cc' steht. Bei meinen Beobachtungen mit dem Schlierenapparat im Großen betrug diese Entfernung mindestens 12 bis 20 Fufs, und daraus ist die enorme Empfindlichkeit jenes Apparates erklärlich. In Bezug auf die Einzelheiten sowie die Einflüsse der sphärischen und chromatischen Abweichung muß ich auf die oben citirte Abhandlung verweisen.

Wenden wir uns zum Mikroskop, so erkennt man leicht, daß den beiden obigen Grundbedingungen in mehrfacher Weise Genüge geleistet werden kann. Es entstehen im zusammengesetzten Mikroskop, abgesehen von dem reellen Bilde des zu betrachtenden Objectes, noch mehrere optische

Bilder, welche für die Theorie des mikroskopischen Sehens und namentlich der Beleuchtungseffecte von großer Wichtigkeit sind; leider ist die Bedeutung derselben in den älteren Schriften über Mikroskopie gar oft übersehen worden. Legen wir das Schema Fig. 14 Taf. VI zu Grunde, so bedeutet *E* die Objectivlinse (oder das Objectivsystem), *C* das Collectiv-, *O* das Ocularglas des kampanischen Ocularsystems. In der Einstellungsebene *HH* befindet sich ein (durchsichtiges) Object *ab*, welches von unten durch den Spiegel *AA* beleuchtet wird. Zwischen Spiegel und Object wird jetzt allgemein bei vollkommeneren Mikroskopen eine Blendung *BB* eingeschaltet, welche sich in vertikaler Richtung verstellen läßt. Die Oeffnung *cd* dieser Blendung wirkt beim Gebrauch des Apparates genau so, als ob sie selbstleuchtend wäre, unter der Voraussetzung nämlich, daß alle Strahlen, welche man von einem Punkte des Objectes aus rückwärts durch die Blendung verfolgen kann, den Spiegel und die wirkliche Lichtquelle (die Fensteröffnung z. B.) treffen. Diese Voraussetzung ist bei hinreichender Ausdehnung von Spiegel und Lichtquellen stets erfüllbar. Sehen wir vorläufig von den etwaigen Ablenkungen der Strahlen im durchsichtigen Object ganz ab, so gehen also von den Punkten *a* und *b* die Strahlenbüschel *eam* und *fbn* aus, welche rückwärts verlängert die Ränder der Blendung *cd* tangiren¹⁾. Es sind die Punkte *a* und *b* der Einfachheit halber in der Figur so gewählt, daß die Strahlenbündel noch ungehindert das Objectiv treffen können. Es ist hierbei vorläufig vorausgesetzt, daß der Oeffnungswinkel des Objectives bei Weitem den Oeffnungswinkel der beleuchtenden Strahlenbüschel *cad* oder *cbd* überwiege, wie

1) Unter dieser Voraussetzung ist die Vertheilung von Licht und Schatten im mikroskopischen Bilde gleichfalls in dem trefflichen Werke „Das Mikroskop, Theorie und Anwendung desselben“ von Nägeli und Schwendener behandelt. Wenn ich in vorliegender Abhandlung mehrfach auf dieses Werk recurrirte, so geschieht es, weil dasselbe unter den bekannteren Monographien über das Mikroskop vielleicht die einzige ist, welche einer correcten Auffassung vom Standpunkte der theoretischen Physik entspricht.

dies allerdings bei den stärkeren Systemen aller neueren Mikroskope der Fall ist. Aus der Figur ist ersichtlich, wie diese beiden Strahlenbüschel bei $b'a'$ das reelle, vergrößerte Bild des Objects liefern und zuletzt nahezu als Strahlencylinder aus O austreten, um ins Auge zu gelangen. Es liegt nun aber auf der flachen Hand, daß man ebenfalls die leuchtende Fläche cd als Bild gebendes Object auffassen kann, so daß man nun die Strahlenkegel $mc'f$ und edn ins Auge faßt. Diese liefern dann offenbar in $d'e'$ das reelle, hell leuchtende Bild der Blendung. Es sind dies dieselben Strahlen wie oben, und in dem ganzen Verlauf eines jeden Strahles ändert sich durchaus nichts. Allerdings gesellen sich noch äußere Strahlen, wie ec und fd hinzu, welche das Object nicht passiren und das Bild $d'e'$ verstärken. Der Sachverhalt ist also kurz folgender: Alle Strahlen, welche in den Apparat eindringen, müssen durch den kleinen Kreis, dessen Durchmesser $d'e'$ ist, und man könnte hier, ohne die Helligkeit zu beeinträchtigen, eine zweite Blendung mit der Oeffnung $d'e'$ einschalten.

Man wird ferner erkennen, daß das Ocularsystem bei $e'd'$ ein zweites reelles (und zwar aufrechtes) Bild der Blendung entwirft, welches abermals ein Knotenpunkt für alle vom Objecte kommenden Strahlenbündel ist; desgleichen sammeln sich in demselben alle übrigen von cd kommenden Strahlen (ce und df). Endlich entsteht ein drittes reelles Bild $f'e'$, ein umgekehrtes Bild der Objectivlinse selbst, welches ebenfalls durch Kreuzung desselben Strahlensystems hervorgerufen wird. Man begreift seine Entstehung sofort, wenn man die Strahlen ed' und ec' einerseits und die Strahlen fd' und fc' andererseits bis zu den Kreuzungspunkten verfolgt. Daß es sehr leicht ist, die Existenz dieser drei Bilder mittelst einer mattgeschliffenen Glastafel experimentell zu bestätigen, versteht sich ganz von selbst. Diese Bilder sind es nun, welche bei der zu behandelnden Beobachtungsmethode einige Berücksichtigung verdienen.

Es ergibt sich zunächst für den gewöhnlichen Gebrauch des Mikroskops aus einer Betrachtung der Fig. 14 Taf. VI ohne Erläuterung:

- 1) Rückt cd dem Objectiv näher, so vergrößern sich die Bilder $c'd'$ und $c''d''$, indem sie sich vom Objectiv entfernen, während die Bilder $b'a'$ und $f'e'$ Lage und Gröfse beibehalten. Bei stärkeren Objectiven und nicht zu grofsen Blendungen ist $c''d''$ meistens sehr klein.
- 2) Die Lage des Bildes $c''d''$ bestimmt bekanntlich die Stelle, bis zu welcher man mit Berücksichtigung der durch die *Cornea transparens* bewirkten Verschiebung die Pupille zu nähern hat, damit alle Strahlenbündel von $a'b'$ ins Auge gelangen und keine Beeinträchtigung des Gesichtsfeldes erfolgt. Es kann bei gewisser Linsencombination der Fall vorkommen (namentlich bei schwachem Ocular und grofser Blendung cd), dafs das Bild $c''d''$ gröfser wird als die Pupillenöffnung. In diesem Falle kann die Beleuchtungsintensität durch Vergrößerung der Blendung nicht mehr gesteigert werden, weil von jedem aus dem Ocular fahrenden Strahlenbündel nur ein Theil ins Auge dringen kann.
- 3) Läfst man die Blendung cd ganz weg, so verschwinden die Bilder $d'c'$ und $c''d''$. Dann tauchen aber die Bilder des Beleuchtungsspiegels, welcher doch immer begränzt ist, etwas näher bei Objectiv und Ocular auf und spielen dann *ganz genau* dieselbe Rolle, wie vorher die reellen Bilder der Blendung.
- 4) Denkt man sich bei weggelassener Blendung den Spiegel (samt Lichtquelle) unbegränzt oder doch gegen die übrigen Dimensionen des Apparates sehr grofs, so verschwinden $c'd'$ und $c''d''$ und es bleibt nur $f'e'$. Um dann Alles Licht ins Auge gelangen zu lassen, darf $f'e'$ nicht gröfser als die Pupille seyn. Einer unbegränzten Steigerung der Helligkeit ist also

auch hierdurch die Pupillenöffnung eine Gränze gesetzt¹⁾.

1) Ein solcher Fall ist ohne Zweifel bei Nägeli und Schwendener Seite 75 (Anmerkung) gemeint, wo die Lichtstärke bei einem Rofs'schen Objective von 60° Oeffnung und 12,7 Mllm. Brennweite = 4 gefunden wird, wenn die Gesamtvergrößerung 60, die Objectivvergrößerung 13 beträgt. In der That liefert die an jenem Orte aufgestellte Formel $v = 4 \left(\frac{w}{m} \right)^2$, wo w den Oeffnungswinkel, m die Vergrößerungszahl bedeutet, obiges Resultat. Allein berechnet man aus den angeführten Größen den Durchmesser des Bildes $e'f'$ Fig. 14 Taf. VI, so gestaltet sich die Sache ganz anders. Setzt man der Einfachheit halber ein reducirtes (einfaches) Ocular voraus, und nennt die Brennweite des Objectivs p , die Abstände des Objectes und des vergrößerten Bildes $a'b'$ vom Objective bezüglich a und A , so ergibt sich aus den beiden Gleichungen

$$1) \quad \frac{1}{A} + \frac{1}{a} = \frac{1}{p} = \frac{1}{12,7}$$

$$2) \quad \frac{A}{a} = 13$$

$$\text{dafs } a = \frac{12,7 \cdot 14}{13} \text{ und } A = 12,7 \cdot 14 \text{ Mllm.}$$

Der Durchmesser d des Objectivs von 60° Oeffnung ergibt sich als Seite eines gleichseitigen Dreiecks, dessen Höhe gleich der Brennweite ist.

$$d = \frac{2 \cdot 12,7}{\sqrt{3}} = 14,7 \text{ Mllm.}$$

Ferner muß die Vergrößerungszahl des einfachen Oculars, da die Gesamtvergrößerung 60, die Objectivvergrößerung 13 beträgt, $= \frac{60}{13} = 4,6$

seine Brennweite also $= \frac{250 \cdot 13}{60}$ Mllm. betragen, wenn die deutliche

Schweite zu 250 Mllm. angenommen wird. Hierdurch sind alle Daten gegeben, welche nöthig sind, um den Durchmesser des Bildes $e'f'$ Fig. 14 zu kennen. Er findet sich nahezu $= 4,5$ Mllm. Nun ist bei der obigen

Formel $v = 4 \left(\frac{w}{m} \right)^2$ vorausgesetzt, dafs der Winkel, unter welchem

die Pupille aus der deutlichen Schweite erscheint, $\frac{1}{2}$ Grad betrage.

In diesem Falle ist ihr Durchmesser zu 2,18 Mllm. angenommen. Selbst in der günstigsten Lage des Auges kann also nur ein Theil der Strahlen ins Auge fallen. Die vorausgesetzte Lichtstärke 4 ist also noch zu multipliciren mit dem Quotienten $\left(\frac{2,18}{4,5} \right)^2$ und wird dadurch annähernd

Nach dem Eingangs über das Princip der Schlierenbeobachtung Mitgetheilten wird es nun einleuchtend seyn, daß bei Anwendung einer Blendung die Bilder $c'd$ und $c'd'$ sich ganz passend verwerthen lassen. Man braucht nur bei normaler, gerader Beleuchtung eins der Bilder durch einen undurchsichtigen Schieber ganz oder theilweise seitlich abzublenden, um sofort kleine Unterschiede im Brechungsverhältniß des durchsichtigen Objectes stark schattirt zu erblicken. Das Bild $c'd'$ eignet sich allerdings hierzu am wenigsten, weil die Lage des Auges störend wirkt. Behalten wir also zunächst das Bild $d'c'$ im Auge, so genügt dasselbe allen Anforderungen. Der darüber befindliche optische Theil (Ocular und Auge) ist genau auf das transparente oder durchsichtige Object, also diejenigen Punkte adjustirt, welche Unregelmäßigkeiten im Strahlengange veranlassen. Dieses Object befindet sich im Vergleich zur Blendung in der Nähe des Objectivs. Die oben auf Fig. 13 Taf. VI angewendete Betrachtung läßt sich somit unmittelbar auf Fig. 14 übertragen. Kehren wir noch einmal zu Fig. 13 zurück, so wird der Strahl, welcher von dem Rande a der Blendung ausgehend das Centrum des wie eine Sammellinse wirkenden Elementes m trifft, in diesem keine Ablenkung erfahren, also genau die Kante c' des Schiebers erreichen. Alle Strahlen, welche m rechts vom Centrum treffen, werden auf den Schieber gebrochen, während alle Strahlen, welche durch m links vom Centrum hindurchgehen, eine solche Brechung erfahren, daß sie bei c' vorbei ins Ocular gelangen können. Im Ocular wird also folgende Erscheinung eintreten. Das Gesichtsfeld (die Punkte der Einstellungsebene HH) erscheint bei der gezeichneten Schieberstellung dunkel, desgleichen die rechte Hälfte des Objectes m . Die linke Seite desselben wird jedoch heller seyn und zwar entweder ganz mit einem von rechts nach links abnehmenden Halbschatten überdeckt oder

= 1. Man sieht hieraus, wie nöthig es ist, bei Betrachtungen über die Beleuchtungsverhältnisse den Strahlengang durch das ganze Mikroskop zu verfolgen.

sogar am äußeren Rande ganz hell. Diefes letztere wird dann eintreten, wenn die am linken Rande von m bewirkte Ablenkung so stark ist, daß selbst die von a' kommenden Strahlen noch bei c' vorbei gebrochen werden. In diesem Falle werden überhaupt alle Strahlen, welche von der Blendung aa' nach den links gelegenen Randpunkten von m gedacht werden können, zur Erhellung des mikroskopischen Bildes beitragen. Es ist nun klar, daß man genau die umgekehrte Schattirung erhält, wenn man durch den Schieber das Bild cc' in Fig. 13 Taf. VI in umgekehrter Richtung als der des Pfeiles, abblendet. Ohne Erläuterung ergibt sich ferner, daß dasselbe eintreten muß, wenn das Brechungsvermögen von m kleiner ist als das des umgebenden Mediums; es verhält sich m alsdann wie eine schwache Hohllinse.

Um die obige Auseinandersetzung experimentell zu verfolgen, prüfe man mittelst der Vorrichtung Kartoffelstärkekörnchen, welche in Canadabalsam präparirt sind. Das Brechungsvermögen dieser beiden Substanzen ist sehr wenig verschieden, bei letzterer um Geringeres größer. Die Stärkekörnchen wirken somit als schwache Hohl-Linsen. Bei gerader Beleuchtung erblickt man bei diesem Präparat natürlich nur die äußerst zarten Umrisse und den sogenannten Kern nebst seltenen Spuren der bekannten Schichtung. Desgleichen kann man sich leicht überzeugen, daß bei den stärkeren Objectiven auch durch schiefe Stellung des gebräuchlichen Beleuchtungsapparates keine Spur einer kugeligen Schattirung veranlaßt wird. Der Grund hiervon soll später berührt werden. Wird nun der Schieber an der richtigen Stelle vorgeschoben, so erblickt man bald die Stärkekörnchen aufs lebhafteste schattirt, während sich der Hintergrund, auf welchem sich das Bild zu projiciren scheint, allmählich verdunkelt. Gleichzeitig bemerkt man sofort, daß alle Stärkekörnchen sowohl in der Mitte, als am Rande des Gesichtsfeldes gleich stark schattirt erscheinen. Diefes ist namentlich ein Umstand, welcher durch

schiefe Stellung des Beleuchtungsapparates nie erreicht werden kann.

Es wird weiter unten davon die Rede seyn, wie man den Schieber sehr leicht in die Ebene $d'c'$ richtig einstellen kann. Es sey nur bemerkt, daß sich diese richtige Stellung schon bei der Beobachtung durch eine besondere Erscheinung erkennen läßt. Entfernt man das Object ganz vom Beobachtungstisch, so erscheint das Gesichtsfeld in allen Punkten gleichmäfsig verdunkelt, wenn der Schieber gerade durch $d'c'$ Fig. 14 Taf. VI geht. Schiebt man ihn jedoch oberhalb oder unterhalb in den Lichtkegel ein, so wird das Gesichtsfeld nur partiell verdunkelt und zwar im ersten Falle von links nach rechts, im zweiten Falle von rechts nach links. Dieß erklärt sich ohne alle Erläuterung aus einer Betrachtung von Fig. 14 Taf. VI.

Die bisherige Betrachtung bezog sich nur auf Punkte der Zeichnung, welche in der Papierebene liegen. Durch die Flächenausdehnung der Blendung aa' Fig. 13 wird aber im Hergang Nichts geändert. Denkt man sich die Blendung aa' rechteckig, so daß der Punkt a eine verkürzte Seite (senkrecht zur Papierebene) darstellt, stellt man sich sich ferner den Rand des Schiebers, welcher die Abblendung des Bildes cc' bewirkt, genau parallel der Kante a vor, so gilt dieselbe Schlussfolgerung auch für alle Strahlen, welche von einem beliebigen Punkte der Kante a durch das Object m nach der Kante c' verlaufen, wenn dieselben auch nicht in der Papierebene liegen. Alle nach rechts abgelenkten Strahlen werden bei der Diaphragmenkante c' vorbei ins Ocular gelangen und sich im mikroskopischen Bilde summiren. Eine rechtwinklige Form der Blendung mit paralleler Schieberkante wäre allerdings die günstigste Anordnung zur Erkennung kleiner Brechungsverschiedenheiten im Object. Allein eine solche Anordnung wäre nur sehr schwierig und unbequem zu handhaben. Eine kreisförmige Blendung combinirt mit gerader, scharf geschnittener Schieberkante erfüllt den Zweck fast ebenso

gut, wie schon aus Schlieren-Beobachtungen im Großen hervorgeht. (Siehe darüber meine »Beobachtungen«).

Am überraschendsten ist die Wirkung bei sehr zarten und durchsichtigen Hautgebilden kleiner Insectenpräparate etc. Man erhält ein Bild, welches durch den plastischen Eindruck der gleichmäßigen Schattirung fast an das Stereoskop erinnert. Die ganze Erscheinung ist gleichsam eine gleichmäßig schiefe Beleuchtung, welche bis zur Uebertreibung gesteigert werden kann. Man bemerkt gewöhnlich schon lange, bevor der Schieber die Gränzstellung erreicht hat, auffallende Veränderungen im Bilde. Das passendste Maafs für die Vorrückung des Schiebers ist durch Versuche leicht festzustellen. Da ferner ein einziger Versuch nur diejenigen irregulären Strahlen zur Anschauung bringt, welche eine Ablenkung rechtwinklich zur vorgeschobenen Schieberkante erfahren haben, so ist es zur Vervollständigung der Beobachtungen nöthig, den Schieber von verschiedenen Seiten her in das Bild *cc'* Fig. 13 Taf. VI hereinzuschieben, während das Object seine Lage nicht verändert. Man sieht alsdann Letzteres nach und nach in den verschiedensten Richtungen schattirt und wird ebenfalls die passendste Lage zur Erkennung gewisser Details ermitteln können.

Was nun die practische Seite des Beobachtungsverfahrens betrifft, so ist zu erwähnen, daß bei allen Mikroskopen, deren Blendung ohnedieß eine Bewegung in der Längsrichtung des Instrumentes gestattet, die Anbringung des Schiebers ohne Umbau bewerkstelligt werden kann. Hebung und Senkung der Blendung ist aber bei allen größeren Instrumenten (von Hartnack und Zeiss z. B.) durch einen besonderen kurzen Tubus unterhalb des Objecttisches ermöglicht. In diesem Falle hat man nur nöthig, zwischen der Mikroskopröhre *Ob* Fig. 15 Taf. VI und dem Objectiv das kurze (etwa $\frac{1}{2}$ bis $\frac{3}{4}$ Zoll lange) Rohrstück *bc* einzuschalten, welches die Schiebervorrichtung trägt. Fig. 16 und 17 Taf. VI zeigen dieses Einsatzrohr in etwa natürlicher Gröfse. Der Schieber *ss* bewegt sich lichtdicht in zwei seitlichen

Einschnitten des Rohres bc , welche Einschnitte so nahe als thunlich an dem untern Ende cc angebracht sind. Der Seitenarm sp des Schiebers umfaßt den vertieften Hals einer Schraube RQ , deren Mutter v an dem Rohrstück bc seitlich angelöthet ist. Durch Drehung des Schraubenkopfes R ist also eine Verschiebung leicht zu bewerkstelligen. Der Schieber besitzt zwei quadratische Oeffnungen m und n . Die letztere ist mindestens so groß zu machen, daß eine Seite derselben gleich dem Durchmesser der größten (obersten) Objectivlinse ist. Die beiden Kanten von n , welche zu der Bewegungsrichtung des Schiebers senkrecht stehen, sind von oben nach unten schräg zugeschärft, so daß eine Abblendung nur in der unteren Schieberebene möglich ist. Die zweite Oeffnung m ist mit einem eingekitteten Glasplättchen ausgefüllt, dessen untere Fläche fein matt geschliffen ist. Dieses Glasplättchen dient dazu, das optische Bild der Blendung genau in die untere Schieberebene bringen zu können. Zur Ausführung einer jeden Beobachtung ist nun im *Allgemeinen* eine doppelte Einstellung nöthig, und zwar verfährt man dabei folgendermaßen:

- 1) Man stelle die Schieberöffnung n Fig. 15 Taf. VI möglichst centrisch, so daß man nach Entfernung des Oculareinsatzes das ganze Objectiv vom oberen Ende des Tubus sehen kann. Hierauf setzt man in den Beleuchtungsapparat die dem Objectiv entsprechende Blendung q Fig. 15 ein und stellt nun den Spiegel AA für *vollständig gerade* Beleuchtung ein. Diefes ist leicht zu erreichen, wenn man bei hinreichender Annäherung an das Fenster des Beobachtungslocales nach Entfernung des Oculareinsatzes das Bildchen der Blendung q von oben her vollkommen abgerundet erblickt. Endlich legt man das Object auf den Tisch und stellt nach Einfügung des Oculars das Mikroskop so ein, daß die Ränder scharf begrenzt erscheinen.
- 2) Hat man hierdurch das Object in die Einstellungs-

ebene gebracht, so schiebt man dasselbe so weit zur Seite, daß es ganz aus dem Gesichtsfelde verschwindet und die Lichtstrahlen also nur das Deckgläschen und die Unterlagsplatte zu passiren haben. Desgleichen entfernt man wiederum den Oculareinsatz *O*. Schraubt man jetzt den Schieber rückwärts, bis die matte Glasfläche im Tubus erscheint, so sieht ein von oben hineinblickendes Auge das Bildchen der Blendung undeutlich begränzt. Man kann nun sehr leicht den Tubus *t*, auf welchem die Blendung *q* Fig. 15 Taf. VI ruht, soweit heben und senken, daß auf der matten Glasfläche ein möglichst scharfes Bildchen der hellen Blendung entsteht. Hat man dies erreicht, so schraubt man den Schieber wieder hinein und das Instrument ist nach Einfügung des Oculars zum Gebrauch fertig.

Legt man nun wieder das Object unter, so genügt eine geringere Verschraubung des Schiebers, um alle Grade der Schattirung im mikroskopischen Bilde hervorzurufen. Man kann hierbei nach einander die *beiden* geschärften Schieberkanten benutzen und so *ad libitum* entgegengesetzte Schattirungen veranlassen. Dreht man ferner den Tubus mit dem Schieber ohne das Object (was bei den meisten Instrumente zu erreichen ist), so ist es leicht, das Bild nach jeder beliebigen Richtung aufs schärfste schattirt zu sehen. Die ganze doppelte Einstellung ist bei einiger Uebung in $\frac{1}{2}$ bis 1 Minute sicher zu erreichen. Dabei ist es behufs der Untersuchung verschiedener Objecte bei unveränderter Vergrößerung gar nicht nöthig, jedesmal die Stellung der Blendung zu corrigiren, in sofern nämlich die Dicke von Unterlagsplatte und Deckgläschen als nahezu gleichbleibend betrachtet werden kann. Anders verhält es sich bei Anwendung eines neuen Ocular- oder Objectiveinsatzes. Namentlich im letzteren Falle ist eine Wiederholung der doppelten Einstellung unerläßlich.

Man wird nun unter Anwendung obigen Verfahrens sehr bald bei verschieden starken Objectiven auf Schwier-

rigkeiten stoßen, die der Practiker jedoch leicht beseitigen kann. Bei sehr schwachen Objectiven wird man die Blendung nicht tief genug stellen können, damit ihr reelles Bild in die Schieberebene fällt. Dann schraubt man ganz einfach zwischen das Objectiv und Rohrstück *ccbb* Fig. 16 Taf. VI noch ein bereit gehaltenes Verlängerungsstück von $\frac{3}{4}$ bis 1 Zoll Länge ein. Ueberhaupt wird es rathsam seyn für jedes Objectiv ein solches Ansatzrohr von entsprechender Länge bereit zu halten, damit die Einstellung der Blendung innerhalb der practisch ausführbaren Gränzen bleibt. Umgekehrt wird man bei sehr starken Objectiven mit der Blendung nicht nahe genug an das Object herankommen können, weil die Glasplatte unterhalb des Objects gewöhnlich zu dick ist. Dieser Fall tritt z. B. bei dem Objectiv *F* von Zeiß's ein. Es giebt auch hier zwei Hülfsmittel. Entweder schaltet man zwischen der Blendung *q* Fig. 15 Taf. VI und dem Object noch eine starke, aplanatische Linse ein, welche innerhalb der Glasplatte auf dem Objectisch ein Bild der Blendung entwirft. Dieses übernimmt alsdann vollständig die Rolle der letzteren und kann dem Object selbstredend beliebig genähert werden. Sollte dieser Weg zu complicirt und unbequem erscheinen, so hilft man sich mit demselben Erfolg dadurch, daß man bei sehr starken Objectiven nur zwischen zwei dünnen Deckgläsern beobachtet.

Obgleich nun das höchst einfache Verfahren, wie es oben beschrieben wurde, namentlich bei sehr durchsichtigen Membranen überraschende Wirkung zeigt, so kann ich nicht unterlassen, nochmals darauf aufmerksam zu machen, daß eine Empfindlichkeit, wie sie für die in meinen »Beobachtungen« beschriebenen Versuche gültig ist, nicht erwartet werden darf, in sofern nämlich bei Letzteren die große Entfernung von dem Beobachtungsobject bis zur analysirenden Vorrichtung eine nicht zu überschende Rolle spielt. Dieß beweist folgender Versuch. Läßt man unter dem Mikroskop zwei Tropfen von verschieden dichten Flüssigkeiten zwischen planen Glasplatten zusammenrinnen, so

sieht man selbst mit der Schiebervorrichtung kaum eine Spur von Bewegungserscheinungen, welche beim Vermischen auftreten. Der Schlieren-Apparat im Großen zeigt aber beim Vermischen von Flüssigkeiten in trogartigen Gefäßen mit planen Wänden selbst dann die Schlieren mit Leichtigkeit, wenn der Dichtigkeits-Unterschied ein unmeßbarer ist. Wollte man aber beim Mikroskop den Schieber weiter vom Objectiv entfernt in den Tubus verlegen, so würde, wie sich leicht übersehen läßt, das beleuchtete Gesichtsfeld im Ocular auf eine sehr kleine Fläche zusammenrücken, was wiederum große Unbequemlichkeit zu Gefolge haben müßte. Allerdings ließe sich der Schieber bei starken Ocularen ohne Störung bis in etwa die Mitte des Tubus verlegen. Allein leider ist bei den meisten jetzigen Mikroskopen die mechanische Einrichtung dieser Verlegung hinderlich. Ferner existirt beim Mikroskop noch eine Quelle der Ungenauigkeit, welche sich leider wohl schwerlich wird beseitigen lassen. Die Empfindlichkeit der Methode würde nämlich trotz der kleinen Entfernung des reellen Bildes $d'c'$ Fig. 14 Taf. VI vom Objectiv eine fast unbegrenzte seyn, wenn dieses Bild absolut fehlerlos wäre. Nun sind aber bekanntlich die Objectivsysteme von großer Oeffnung nur für den Fall corrigirt, daß das Bild im Tubus einen zur Brennweite verhältnißmäßig sehr großen Abstand hat, welcher Bedingung das Bild $d'c'$ nicht mehr genügt.

Eine eigenthümliche Bemerkung ist mir bei der Prüfung der Beobachtungen an *Diatomeenpanzern* aufgefallen. Das von mir benutzte Zeiß'sche Mikroskop löste mit gerader Beleuchtung die Längsstreifen von *Navicula angulata* sehr deutlich, schwieriger die äußerst feinen Querstreifen. Wird nun der Schieber so vorgeschoben, daß seine Kante parallel mit den Längsstreifen des Objectes steht, so verschwinden diese letzteren schon längst, bevor das Gesichtsfeld sich sichtlich verdunkelt, während die Querstreifen überraschend deutlich werden, obgleich sie zur Schieberkante rechtwinklich stehen. Man sollte das Umgekehrte vermuthen, wenn man den Gang der irregulären Strahlen

unter der Voraussetzung verfolgt, daß sich die Streifen etwa wie schwache Cylinderlinsen verhalten. Ganz analoge Beobachtungen habe ich an *Pleurosigma angulatum* und *Hipparchia Janira* gemacht. Ich gestehe, daß ich den Schlüssel zu dieser auffälligen Erscheinung nur in der Vermuthung finden kann, daß die zarte Zeichnung jener Objecte sich nicht auf linsenförmige Elemente der Oberfläche zurückführen läßt.

Daß man die practische Ausführung der Beobachtungen auch noch auf andere Weise modificiren kann, versteht sich von selbst. So konnte man bei den Mikroskopen, deren Blendung, wie es oft der Fall ist, auch eine seitliche Verschiebung zulassen, die Schieberkante im Tubusrohr ruben lassen, dafür aber die Blendung bewegen. Der Erfolg ist der nämliche. Ferner kann bei solchen Mikroskopen, welche keine besondere Blendung besitzen, das verkleinerte Bild des Spiegels im Tubus das reelle Bild der Blendung vertreten. Hierbei ist es ziemlich gleichgültig, ob der Spiegel im Bilde kreisförmig, oder elliptisch erscheint. Jedoch dürfte bei Weglassung der Blendung die Einstellung des Bildes in die Schieberebene meistens große Schwierigkeiten haben.

Es kommen zuweilen Fälle vor, in denen ganz zufällig die Bedingungen erfüllt sind, welche bei der Abbildung durch die oben besprochene Schiebervorrichtung gefordert werden. So kam mir ein Instrument von Petitpierre in Berlin unter die Hand, welches, obgleich im Allgemeinen von nur mittelmäßiger Leistung, Stärkekörnchen in Canadabalsam bei schiefer Spiegelstellung fast ebenso stark schattirt zeigte, als andere Instrumente nach Anbringung des Schiebers. Bei genauerer Untersuchung zeigte sich, daß im Tubus in einiger Entfernung über dem Objectiv eine kleine Blendung angebracht war, welche bei der stärksten Vergrößerung (mit drei Objectivlinsen) ziemlich genau mit dem reellen Bilde des Beleuchtungs spiegels zusammenfiel. Bei seitlicher Stellung des letzteren war also eine Abbildung in günstigstem Sinne möglich. Ferner bestehen

die schwächsten Systeme von Zeiss und Bénéche aus zwei ziemlich weit von einander getrennten Linsen. Es ist alsdann möglich, daß das reelle Bild des Spiegels gerade in die Ebene der oberen Linse fällt. Auch hierbei wird man Stärkekörnchen in Canadabalsam bei seitlicher Spiegelstellung im ganzen Gesichtsfelde schattirt erblicken, da in diesem Falle die Fassung der oberen Linse den Schieber vertritt.

Es könnte auf den ersten Blick vortheilhaft erscheinen das zweite reelle Bild $c'd''$ Fig. 14 Taf. VI oberhalb des Oculars zur Anbringung des Schiebers zu benutzen, da dasselbe so bequem zugänglich ist. In der That, wenn man dasselbe durch ein mattes Glas aufsucht und eine geeignete Schiebervorrichtung anbringt, so erscheinen Stärkekörnchen, Oeltropfen etc. lebhaft schattirt. Allein folgende Gründe wägen obigen Vorzug mehr als vollkommen auf.

- 1) Das Auge muß sich zu sehr vom Ocular entfernen, wodurch man im Allgemeinen das Gesichtsfeld nur theilweise überblicken kann. Auch ist eine jede Manipulation dicht vor dem Auge sehr unbequem.
- 2) Das Bild $c'd''$ ist gewöhnlich viel kleiner, als $c'd$ (Fig. 14). Die Gröfse des Bildes ist aber bei Anwendung einer und derselben Blendung ein wesentlicher Factor für die Empfindlichkeit.
- 3) Die Fehler in der sphärischen und chromatischen Correction des Oculars treten mit auf und dieß ist der Grund, warum man die schattirten Bilder in diesem Falle verwaschen und sehr lebhaft gefärbt erblickt.

Es ist nun zum Schluß noch der Nachweis zu liefern, warum sich bei sehr starken Objectiven von großem Oeffnungswinkel durch bloße schiefe Stellung des gebräuchlichen Beleuchtungsapparates die oben besprochene lebhafte Schattirung zarter Objecte meistens gar nicht, oder nur unvollkommen erreichen läßt; ferner ist zu erörtern, weshalb die sogenannte schiefe Beleuchtung nie eine gleich starke Schattirung in allen Theilen des Gesichtsfeldes ver-

anlassen kann. Wenden wir uns zu dem Ende zunächst zu den Vorgängen bei gerader Beleuchtung, so bedeute *op* Fig. 18 Taf. VI ein als Convexlinse wirkendes Element des Objects, welches sich gerade in der Mitte des Gesichtsfeldes befindet. Es sey ferner dieses Element verschwindend klein gegen seinen Abstand vom Objectiv sowohl, als von der Blendung, so kann man annehmen, daß das Objectiv *mn* von allen Punkten des Elementes gesehen unter gleichem Winkel ω , desgleichen die Blendung unter dem constanten Winkel δ erscheint. ω ist bedeutend größer als δ vorausgesetzt, wie es bei starken Objectiven allerdings durchgehends der Fall ist. Wenn nun das Brechungsvermögen innerhalb *op* gar nicht von dem der Umgebung verschieden wäre, so würde das beleuchtende Strahlenbündel *sot*, welches durch den Punkt *o* des Randes geht, ungebrochen zum Objectiv gelangen. Denkt man sich nun das Brechungsvermögen der Linse zunehmend, so wird das Büschel der Beleuchtungsstrahlen in *o* nach rechts abgelenkt werden, kann aber noch immer auf die Fläche des Objectivs fallen, so daß der Punkt *o* im mikroskopischen Bilde eben so hell erscheint als jeder andere Punkt des Elementes *op*. Es wird erst ein Dunklerwerden von *o*, also eine Schattirung des Bildes am Rande eintreten, wenn die Ablenkung nach rechts so stark wird, daß ein Theil des Strahlenbüschels durch den Rand *n* des Objectivs abgeblendet wird. Diese Gränze wird erreicht, sobald der Randstrahl *os* nach der Brechung in die Lage *on* kommt. Denn steigt das Brechungsvermögen von *op* noch weiter, so kann nur ein Theil der gebrochenen Strahlen ins Objectiv gelangen, der Punkt *o* wird somit im Halbschatten liegen. Bei noch weiterer Zunahme des Brechungsvermögens wird endlich das gebrochene Strahlenbündel *sot* gänzlich neben der Objectivlinse hinausfahren. Diese zweite Gränze, bei welcher also *o* ganz dunkel erscheint, d. h. als im Kernschatten liegt, tritt ein, sobald selbst der Strahl *ot* so stark abgelenkt wird, daß er in der Richtung *on* ausfährt. Dieselbe Betrachtung gilt aber unter obigen Vor-

aussetzungen auch für den Punkt p (unter Mitwirkung des Randes m des Objectivs), kurz für den ganzen Rand der Linse op . Die Winkel son und ton bezeichnen also die Gräuzen, welche die Ablenkung erreichen muß, damit der Rand des linsenförmigen Objectes entweder ringförmigen Halb- oder Kernschatten zeigt. Bezeichnet man diese Gränzwerthe mit ϱ' und ϱ'' , so ergibt sich, da

$$son = 180^\circ - vos \text{ und}$$

$$vos = voh - soh = \frac{\omega}{2} - \frac{\delta}{2},$$

dafs für das Auftreten eines Halbschattens bei gerader Beleuchtung

$$\varrho' = 180^\circ - \frac{\omega - \delta}{2}.$$

Ferner ist:

$$ton = 180^\circ - vot \text{ und}$$

$$vot = voh + hot$$

also tritt Kernschatten auf, wenn

$$\varrho'' = 180^\circ - \frac{\omega + \delta}{2}.$$

Dieses sind im Wesentlichen dieselben Bedingungsgleichungen, welche schon Nägeli und Schwendener (*Das Mikroskop* S. 185 und 196) benutzt haben, um daraus die Vertheilung von Licht und Schatten im mikroskopischen Bilde kugeliger Objecte abzuleiten.

Diese Bedingungsgleichungen bleiben dieselben

- 1) Wenn das Objectiv einen kleineren Oeffnungswinkel als die Blending hat, denn stellt man sich unter ω Fig. 18 Taf. VI den Oeffnungswinkel der Blending, unter δ den des Objectives vor, so ist der Erfolg ganz derselbe, wenn in einem Falle ein von der Blending aus construirter Strahl den Rand des Objectivs oder ein vom Objectiv rückwärts construirter Strahl den Rand der Blending nicht mehr trifft.
- 2) Gelten dieselben Bedingungsgleichungen, wenn das Element op als Hohllinse wirkt, da in diesem Falle die Ablenkung bei o ganz in derselben Weise mit dem Rande m in Conflict kommt, wie vorher mit n .

Es wird somit bei gerader Beleuchtung eine Schattirung nie bei solchen Objecten eintreten, welche nur geringe Ablenkung der regulären Lichtstrahlen veranlassen. Nur in dem einen Ausnahmefalle, dafs nämlich $\omega = \delta$, tritt Halbschatten bei der kleinsten Ablenkung des beleuchtenden Strahlenbüschels ein. In diesem Falle ist $\varphi' = 180^\circ$, d. h. die Gränze ist schon erreicht, wenn der Randstrahl os ungebogen bei o durchgeht; er würde bei der geringsten Ablenkung nach rechts das Objectiv nicht mehr treffen. Für diesen Fall müfste also eine recht grofse Blendung mit grossem Spiegel oder geeigneter Linsencombination benutzt werden. Allein abgesehen von der practischen Schwierigkeit, die Oeffnungswinkel von Blendung und Objectiv (von einem zwischen ungleich dicken Glasplatten liegenden Object gerechnet) genau gleich zu machen, ist dieser Fall bei den gebräuchlichen stärkeren Objectiven ganz unzulässig. Es würde nämlich alsdann die volle Oeffnung des Objectives von denjenigen Strahlenbündeln ausgefüllt werden, welche ohne Ablenkung durch das Object gegangen sind. Dafs aber für solche volle Beleuchtung die stärkeren Objective nicht mehr aplanatisch sind, ist bekannt.

Gehen wir nun zu der mit dem gebräuchlichen Beleuchtungsapparat erzielbaren schiefen Beleuchtung über, so fragt es sich, in wiefern damit in solchen Fällen noch eine Schattirung des Objectes erzielt werden könne, wo die gerade Beleuchtung keine solche veranlafst. Stellen wir uns wieder unter op Fig. 18 Taf. VI ein in der Mitte des Gesichtsfeldes befindliches Element des Objects vor, welches als sehr schwache Sammellinse wirkt, so erscheint dasselbe nach Obigem gleichmäfsig hell bei senkrechter Beleuchtung. Man kann sich nun jedenfalls den Beleuchtungskegel sot so weit um den Punkt o gedreht denken, dafs der Randstrahl so nach der Brechung mit on zusammenfällt, selbst wenn φ nahezu $= 180^\circ$, die Ablenkung also fast verschwindend ist. Es müfste sich demzufolge unter allen Umständen Halbschatten zeigen, wenn man den Kegel sot so weit nach links dreht, dafs so fast mit vo zusammenfällt. Nä-

hert sich ferner ot der Richtung ov hinreichend, so müßte unter allen Umständen Kernschatten entstehen, bevor sich das ganze Gesichtsfeld verdunkelt. Im ersten Falle müßte die Drehung der Axe oh um o nahe $= \frac{\omega - \delta}{2}$, im zweiten $= \frac{\omega + \delta}{2}$ betragen, wie die Figur von selbst ergibt. In der Praxis läßt sich dies erreichen durch seitliche Verschiebung der Blendung und gleichzeitig veränderte Spiegelstellung. Bei denjenigen Instrumenten jedoch, bei welchen die Blendung auf einem besonderen kurzen Tubus sitzt, ist durch die Dimensionen des letzteren eine Gränze gesetzt, wie ein Blick auf Fig. 15 Taf. VI zeigt. Eine größere Neigung, als es der Linie qx entspricht, ist nicht möglich. Daher kommt es, daß z. B. bei den größeren Zeiß'schen und Hartnack'schen Mikroskopen keine so schiefe Beleuchtung möglich ist, daß das obige Stärkepräparat bei den stärkeren Vergrößerungen auch nur Halbschatten erkennen ließe. Wollte man aber den Tubus unter der Blendung weglassen oder verkürzen, so würde man wiederum die großen Vortheile der verticalen Verschiebung ganz oder theilweise opfern. Aber selbst wenn sich den obigen Bedingungen durch Complication der mechanischen Einrichtung genügen ließe, so bleibt doch immer das versuchsweise Herumfahren mit seitlich gestelltem Spiegel und gleichzeitiger schiefer Stellung der Blendung eine sehr mühevollen und unsichere Arbeit, verglichen mit der äußerst bequemen Handhabung des Schiebers.

Die hervorgehobenen Momente ändern sich, wenn es sich um Elemente des Objects handelt, welche sich nicht mitten im Sehfelde befinden. Das letztere spielt in der That bei der schiefen Beleuchtung eine Rolle. Es sey yo Fig. 19 der Radius des kleinen Kreises, welcher bei gegebenem Objectiv und Ocular auf einmal übersehen werden kann, so daß sich also das linsenförmige Element op am Rande des Sehfeldes befindet. Der doppelte Radius yo kann überhaupt als Maass des Gesichtsfeldes betrachtet werden, wenn man nicht darunter den Winkel $2yuo = \gamma$

verstehen will, unter welchem der Kreis vom Radius yo vom Mittelpunkte des Objectivs aus erscheint. Dieser letztere Winkel ist aber offenbar gleich dem Winkel, unter welchem die Blendung des campani'schen Oculars vom Objectiv aus und zwar durch die Collectivlinse gesehen erscheint. Der Winkel hingegen, unter welchem die Ocularblendung (oder deren Durchmesser) durch das (obere) Ocularglas erscheint, wird in einigen Schriften als »Gesichtsfeld« angegeben. Allein man sollte letzteren besser das *scheinbare*, ersteren das *absolute* Gesichtsfeld nennen. Beide Gröfsen können natürlich auch in anderem, als Winkelmaafs ausgedrückt seyn. Stellt man sich nun vor, es sey in Fig. 19 Taf. VI zunächst wieder eine gerade Beleuchtung vorausgesetzt, so sind in diesem Fall die Bedingungen für das Entstehen eines Schattens bei o offenbar günstiger als in Fig. 18, da die Verbindungslinie von o mit dem Rande q des Objectivs weniger geneigt ist als in Fig. 18 die Linie on . Zum Auftreten des Halbschattens ist die nöthige Ablenkung durch den Winkel soq , für den Kernschatten durch den Winkel toq bedingt. Denkt man sich nun die Winkel nicht in Graden-, sondern in Bogenmaafs (also 180° durch π) ausgedrückt, so ist:

$$soq = \pi - vos \text{ und } vos = voh - \frac{\delta}{2}$$

ferner

$$voh = xog = \arctg \frac{xq}{ox}.$$

Bezeichnet nun $R = uq$ den Halbmesser des Objectivs, $r = yo$ den Halbmesser des Gesichtsfeldes in Längenmaafs, so ist, wenn e den Abstand des Objectivs von der Bildebene ausdrückt,

$$\frac{xq}{ox} = \frac{R-r}{e}.$$

Es ist also der Gränzwert des Ablenkungswinkels für das Auftreten des Halbschattens:

$$\varphi' = \pi - \left(\arctg \frac{R-r}{e} - \frac{\delta}{2} \right).$$

Für den Kernschatten findet sich in ähnlicher Weise:

$$\varrho'' = \pi - \left(\arctan \frac{R-r}{e} + \frac{\delta}{2} \right).$$

Setzt man näherungsweise voraus, daß der Halbmesser des Objectivs von allen Punkten des Gesichtsfeldes betrachtet unter gleichem Winkel $\frac{\omega}{2}$ erscheine, so ist:

$$x o q = u o q - u o x$$

$$= \frac{\omega}{2} - \frac{\gamma}{2}.$$

Anstatt obiger Formeln erhält man also die Näherungswerte:

$$\varrho' = \pi - \frac{\omega - \gamma - \delta}{2}$$

$$\varrho'' = \pi - \frac{\omega - \gamma + \delta}{2}.$$

Es ergibt sich nun ganz von selbst, daß für alle Elemente des Objectes, welche zwischen o und y , also zwischen dem Rande des Gesichtsfeldes und der Mitte liegen, die betreffenden Werthe von ϱ' und ϱ'' variiren müssen, und zwar variiren dieselben zwischen dem obigen Resultat und dem früher für gerade Beleuchtung ermittelten. Dies heist aber mit anderen Worten: Die günstigste schiefe Stellung von Spiegel und Blendung ist für *jeden Punkt des Sehfeldes eine andere* und muß für jeden besonders aufgesucht werden. Der Winkel γ darf neben ω und δ keineswegs als verschwindend angesehen werden. Er beträgt bei schwachen Ocularen oft 10° und darüber. Man kann sich nun leicht überzeugen, daß auch für alle anderen Methoden und Vorschläge, schiefe Beleuchtung zu erzielen, eine analoge Schlussfolgerung gilt. So wird z. B. bei theilweisem Zudecken des Objectivs oder der Blendung von der Seite her das günstigste Verhältniß für das Auftreten eines Schattens immer nur je eine Stelle des Gesichtsfeldes betreffen. Eine Ausnahme macht nur der einzige anfangs besprochene Fall, daß die Ablendung in der Ebene vorgenommen wird, in welcher das reelle Bild der Blendung entsteht.

Dafs in der That beim gewöhnlichen Beleuchtungsapparat Unterschiede in der Schattirung für die verschiedenen Punkte des Gesichtsfeldes existiren, lehrt eine Beobachtung, welche man mit mäßig starken Objectiven leicht anstellen kann, in auffälliger Weise. Entfernt man von dem schwächsten Zeiss'schen Objectivsystem (oder dem entsprechenden System von Bénèche) die vordere Linse, so erhält man ganz schwache Vergrößerungen. Setzt man dann in den Beleuchtungsapparat eine nicht zu grofse Blending ein, so gewährt das mehrfach besprochene Stärkepräparat bei gerader Beleuchtung alle Abstufungen der Schattirung in einem einzigen Bilde. In der Mitte des Gesichtsfeldes sieht man durchsichtige Stärkekörnchen* ohne Spur eines Halbschattens. Je näher die Körnchen dem Rande des Gesichtsfeldes liegen, desto deutlicher tritt allmählich Halbschatten und zuletzt kräftiger Kernschatten auf, was sich leicht erklärt, wenn man bedenkt, dafs in diesem Falle γ neben ω und δ eine sehr hervortretende Rolle spielt.

Läfst sich nach den vorausgegangenen Erörterungen nicht bestreiten, dafs die Methode der »Schlierenbeobachtung«, in der vorgetragenen Weise auf das Mikroskop angewendet, bei weitem nicht den Grad der Vollkommenheit und Empfindlichkeit erreichen kann, deren sich die Methode im Grofsen erfreut, so ist die Empfindlichkeit doch mindestens eben so grofs, als sie durch irgend eine Art von schiefer Beleuchtung erzielt werden kann. Ich glaube daher dem beschriebenen Schieberapparat den Vorzug vor allen jetzt bekannten Apparaten für schiefe Beleuchtung geben zu dürfen und zwar hauptsächlich aus zwei Gründen:

- 1) Die mit der Schiebervorrichtung versehenen Instrumente bedürfen nur eines höchst einfachen Beleuchtungsapparates für normales, gerade einfallendes Licht. Der sehr einfach zu handhabende Schieber gestattet mit gröfster Bequemlichkeit, alle möglichen Phasen der sogenannten schiefen Beleuchtung schnell und si-

cher bei sonst ungeänderter Stellung aller Theile des Mikroskops hervorzurufen.

- 2) Die Wirksamkeit des Schiebers ist unabhängig vom Oeffnungswinkel des Objectivs, und namentlich betreffen die Veränderungen, welche das mikroskopische Bild erfährt, alle Punkte des Sehfeldes gleichzeitig und gleich stark, was der Schätzung über die räumliche Vertheilung des Objectes ganz entschieden förderlich ist.

Schließlich bemerke ich, daß sich die Methode der Schlierenbeobachtung unter den nöthigen Abänderungen auch als empfindliches Mittel zur Prüfung der Mikroskop-Objective auf sphärische und chromatische Abweichung oder sonstige Fehler benutzen läßt. Das hierbei einzuschlagende Verfahren ergibt sich ohne Weiteres aus den Andeutungen, welche ich in der schon mehrmals berührten Abhandlung gegeben habe.

V. *Einiges zur Kenntniss der chemischen Harmonica; von Ivan Branislav Zoch.*

(Im physikal. Laboratorium d. Universität Erlangen unter der Leitung des Hrn. Prof. Dr. W. Beetz ausgeführt.)

Dr. Sondhaus hat durch seine Versuche ¹⁾ mit der chemischen Harmonica nachgewiesen, daß die tönende Flamme nichts Anderes sey, als eine vibrirende Zunge. Da ich seine Versuche in der größten Mannigfaltigkeit wiederholte, wobei ich die weiter unten beschriebene Einrichtung meines Apparates, mit dem eine jede Röhre zum vollkommenen Tönen, ohne jede Nachhülfe, gebracht werden kann, benutzte, fand ich die meisten seiner Resultate richtig, bis auf das, was weiter unten besprochen wird. Außerdem wurde ich noch anderer Beweise habhaft, aus denen klar

1) Poggendorff's Annalen 1860, Bd. CIX, S. 1 bis 43 und 426 bis 469.

hervorgeht, daß die chemische Harmonica nur eine Zungenpfeife sey. Da nun dieselben von allgemeinem Interesse seyn dürften, so glaube ich, sie veröffentlichen zu können.

Vorher will ich die Einrichtung meines Apparates, mit dem ich die Flammen erzeugte, beschreiben.

Ich fand, daß eine völlig verbrennende Flamme, deren Kern, den die Oxydations- und Reductionsflamme bildet, scharf begränzt ist, jede Klangröhre zum Tönen bringt. Diefs beobachtete ich zuerst bei einem Bunsen'schen Brenner, der jede (größere) Klangröhre zum mächtigen Tönen brachte¹⁾. Weil man aber mit solchen Brennern die Versuche der chemischen Harmonica nicht machen kann, da bei einer kleineren Ausflußöffnung und größerer Länge des Rohres das Gas unten ausströmt, so stellte ich die Röhren so zusammen, wie es Fig. 6 Taf. VI versinnlicht. Bei *a* liefs ich Leucht-, Wasserstoff-, Schwefelwasserstoffgas usw., bei *b* aber Luft von einem Blasebale einströmen; später, da ich fand, daß die größere Menge Luft und deren Druck den Ton erhöhe, brauchte ich, um mit constanterem Drucke zu arbeiten, ein Gasometer, das sehr gute Dienste leistete und die Flamme in gleicher Gröfse erhielt, bei der die Beobachtungen gemacht wurden.

Ich bestimmte auch das Volumverhältnifs der Luft zum Leuchtgas und fand, daß sich Leuchtgas zur Luft wie 3:5 bis 6 verhalten muß, um die erfolgreichste Mischung zu geben.

Flammen auf diese Art erzeugt zeigen die Kerne sehr deutlich von einander begränzt, sie löschen schwierig aus und bringen eine jede kurze oder lange, ja sogar sehr weite und verhältnismäfsig kurze Klangröhre zum Tönen. Die Flamme kann groß oder klein seyn, diefs ist für den Ton gleichgültig, da aber beim gewöhnlichen Experimentiren von

1) Mit der Ausarbeitung dieses Aufsatzes beschäftigt, bekam ich das neueste Heft von Pogg. Annalen (No. 1, 1866), wo ich aus einer Arbeit des Hrn. E. Reusch ersehe, daß er dieses Verfahren theilweise schon benutzte.

der Gröfse der Flamme die Temperaturerhöhung und hiermit der Luftzug, der, wie wir sehen werden, ein Hauptfactor ist, abhängt, so ändert sich dann natürlich auch der Ton. Darum ist es nothwendig, falls man den Luftzug nicht nach Belieben regeln kann, ein gewisses Verhältnifs der Flamme zur Klangröhre zu berücksichtigen. Diefs gilt auch bei einer Deckung der Röhren.

Wie aus dem Nachstehenden ersichtlich wird, hängt das Vibriren der Flamme von der *Verbrennung* und von dem *Luftzuge*, der durch die Klangröhren geht, ab. Bei einer Deckung geht dieser zuerst herauf, und kehrt wieder zurück, weshalb man bei der Deckung einen Ton leichter in der oberen als der unteren Hälfte bekommt.

Bei gleicher Verbrennung und gleichem Luftzuge, also bei denselben Vibrationen, oder wenn wir es mit der Zungenpfeife vergleichen wollen, bei gleich grofser Zunge, erhielt ich, wie auch Dr. Sondhaus, folgende Resultate. Denkt man sich die Klangröhre (ich wendete lauter Glasröhren an) der Länge nach (die Dicke hat auf den Ton keinen besonderen Einflufs) in die Hälfte $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{5}$, $\frac{1}{8}$ usw getheilt, markirt jeden Theilstrich mit der entsprechenden Bruchzahl, so bekommt man, wenn man die Flamme in die Höhe der entsprechenden Theilstriche nach einander bringt, verschiedene Töne, und zwar: war der Grundton der Klangröhre C , so erhalten wir bei $\frac{1}{2} c$, bei $\frac{1}{3} g$, bei $\frac{1}{4} \bar{c}$, bei $\frac{1}{5} e$, bei $\frac{1}{8} g$, bei $\frac{1}{7} \bar{e}$ und bei $\frac{1}{8} \bar{c}$, weiter wollte der Versuch nicht gehen, doch erhielt ich bei $\frac{1}{16} c$. Aus dieser Reihe ist ersichtlich, dafs die Flamme stets nur multiple Schwingungen ihrer ursprünglichen Schwingung (des Grundtones der Röhre) zu erregen im Stande ist, gerade so wie es bei den Zungenpfeifen stattfindet. Umgekehrt nehmen wir eine Klangröhre, die mit der Flamme als Grundton z. B. das \bar{c} giebt, so wird der Ton bei dem Verlängern der Klangröhre schleichend nach und nach höher, sobald wir aber durch das Verlängern die Röhre auf das Doppelte der ur-

sprönglichen Länge bringen, springt der Ton augenblicklich auf \bar{c} über.

Besser kann man dieses Gesetz darthun, wenn man eine Röhre hat, die z. B. das C giebt, dann eine die $\frac{1}{2} C$, $\frac{1}{3} C$ etc. so lang ist. Setzt man diese Röhren nacheinander auf dieselbe Flammenzunge, so kann man mit der größten Reinheit die oben angegebene Reihe der harmonischen Töne erhalten.

Da diese Gesetze ganz analog den Gesetzen der Zungenpfeifen¹⁾ sind, so kann man mit der vollkommensten Sicherheit den Satz aufstellen, daß die chemische Harmonica eine Zungenpfeife ist.

Bei diesen Versuchen benutzte ich nie die von Dr. Sondhaus angegebenen Stopfungen der Ausflusssäule, woraus hervorgeht, daß diese nicht nothwendig sind. Ich überzeugte mich, daß die Oscillationen in der Ausflusssäule nur Folgen der Schwingungen der Flammen sind, und daß man die ersteren nur durch eine sehr lange Stopfung, die jedesmal dem Drucke, unter welchem sich das Gas befindet, proportionirt seyn muß, vernichtet. Zu diesem Zwecke verwendete ich, wie Dr. Sondhaus angiebt, Baumwollstopfungen, später Stopfungen von dünnem Sande.

Um mich zu überzeugen, ob die Luft unterhalb der Stopfung noch schwinde, konstruirte ich ein Membranmanometer, ungefähr wie sie König bei seinen Interferenzpfeifen braucht. Dieses Manometer besteht (Fig. 7 Taf. VI A) aus zwei hölzernen Scheiben von 5^{cm} Durchmesser und $1\frac{1}{2}$ ^{cm} Dicke a und b , innerhalb sind diese Scheiben ausgehöhlt, wie dies B versinnlicht; in der Scheibe a ist ein Röhrchen c in der Scheibe e und d eingekittet. Zwischen den beiden Scheiben befindet sich eine feine Kautschukmembrane, welche das bei e einströmende Gas gegen c abschließt, diesem aber alle durch die Röhre c auf die Membrane einwirkenden Schwingungen mittheilt, welche man mittelst eines rotirenden Spiegels an dem Flämmchen f beobachten kann. Ist die Membrane fein genug,

1) Siehe Bindseil's Akustik, Potsdam 1839.

so kann man sehr deutlich, selbst die schwächsten Schwingungen wahrnehmen. Uebrigens that ein zweites Manometer, dessen Membrane ein Stück eines Kautschukballons (nicht zu stark gespannt) bildete, fast dieselben Dienste.

Die Ausflusssäule war so geformt, wie es Fig. 8 Taf. VI zeigt, bei *b* strömte das Gasgemenge ein, bei *c* war das Manometer angebracht, der Raum *ad* wurde aber mit dünnem Sande gefüllt. Eine Schicht von 4^{cm} Dicke, durch einen Baumwollstöpsel gehalten und bis an die Spitze geschoben, störte das Tönen gar nicht, und die Manometerflamme zeigte dieselben Schwingungen wie die tönende. Die Schicht von 7^{cm} Dicke schwächte die Schwingungen gänzlich, das Manometer gab nichts an; nun liefs ich aber das Gas unter einem höheren Drucke durchströmen, und siehe, die Pfeife tönte, das Manometer gab wieder Schwingungen an.

Bei einem Drucke von 18^{mm} (eines Wassermanometers) war eine Stopfung von ungefähr 20^{cm} nothwendig, um die Schwingungen gänzlich zu vernichten. Da ich die Angaben des Dr. Sondhaus, der die Stopfung von einigen Centimetern, ohne Angabe des Druckes, für hinreichend erklärt, nicht richtig fand, so ist schwer zu glauben, dafs die Schwingungen bei seinen Stopfungen gänzlich abgeschnitten waren, hingegen konnte die Stopfung das Bilden von Knoten des schwingenden Gases, das sich in der Wouffschen Flasche befand, befördern, und so das Tönen der Klangröhren, die ein Multiplum von $\frac{1}{2}$ Wellenlängen des durch Stopfung abgeschlossenen Raumes der Ausflusssäule hatten, erleichtern: diejenigen Klangröhren, die aber kein Multiplum der entsprechenden $\frac{1}{2}$ Wellenlängen waren, konnten natürlich nicht (oder nur sehr schwer) tönen, so entstanden die Tongruppen, die Hr. Dr. Sondhaus anführt, und die das Ausgesprochene beweisen. Sobald man die Länge der (in Dr. Sondhaus Tabellen)¹⁾ Klangröhren mit den entsprechenden $\frac{1}{2}$ Wellenlängen vergleicht, ersieht man, dafs auch bei verschiedenen Ausflusssäulen, wenn nur

1) Pogg. Ann. 1860, Bd. CIX, S. 32 und folgende.

die Klangröhren richtig angepaßt waren, die entsprechenden Töne entstanden. Da ich, wie schon oben gesagt, durch die Stopfung oder das Verschieben derselben, keine besondere Aenderung des Tones bekam, und die oben entwickelten Gesetze ohne dieselbe sehr gut beobachten konnte, so liefs ich sie als nebensächlich fallen.

Weil die tönende Flamme gleich einer Zungenpfeife entsprechende Schwingungen bewirkt, so mufs sowohl die Luftsäule oberhalb der Zunge, als auch unterhalb derselben schwingen, vernichtet man diese Schwingungen, oder eine von beiden, so kann kein Ton entstehen. Das analoge findet man bei der Zungenpfeife. Eine durch einen Blasebalg zum Tönen gebrachte Zungenpfeife bringt die Luft des ganzen Blasebalges in Schwingungen, was man durch ein oben erwähntes Manometer leicht nachweisen kann; und doch hat diese schwingende Luft keinen besonderen Einflufs auf den Ton, der im Gegentheile immer derselbe bleibt, mag der Blasebalg ganz oben oder unten seyn. Eine Veränderung des Tones, die doch während des Sinkens des Blasebalges entsteht, rührt von dem verschiedenen Drucke her, wovon man sich überzeugen kann durch das Vergleichen eines Blasebalges mit einem Gasometer. Beim Sinken des Blasebalges wird der Ton höher, beim Sinken des Wasserdruckes im Gasometer tiefer, wo er doch höher seyn sollte, falls die im Gasometer sich befindende Luft auf ihn einen Einflufs üben sollte, da sich diese verringerte. Die Aenderung hängt also durchaus vom Drucke ab. Sollte die Luft im Blasebalge einen Einflufs auf den Ton üben, so wäre man schwerlich im Stande eine Orgel zu stimmen, oder sie bei derselben Stimmung zu erhalten, da beim Treten der Bälge die schwingende Luftmasse sich stets ändert.

Dafs die unterhalb der Zunge (Flamme) schwingende Luft keinen Einflufs auf den Ton hat, erkläre ich mir dadurch, dafs die grofse Luftmasse immer ein Multiplum der $\frac{1}{2}$ Wellenlängen ist, was auch für eine Schwingung entstehen mag, oft bleibt wohl ein Rest übrig, der auch manch-

mal zu hören ist, indem der Ton, selbst beim Sinken des Blasebalges für eine kurze Zeit tiefer wird. Diese Schwankungen des Tones kann man auch bei einer Zungenpfeife beobachten.

Stopft man die Zuflußröhre einer Zungenpfeife mit Baumwolle, so hört sie auch zu tönen auf; es wird aber Niemand behaupten wollen, daß die Entstehung des Tones von den Oscillationen der in der Zuflußröhre sich befindenden Luft abhängt, im Gegentheil, diese werden erst durch die Schwingungen der Zunge erzeugt, welche nicht schwingt, sobald entweder die unterhalb oder oberhalb der Zunge sich befindende Luftsäule nicht mitschwingen kann.

Durch das Verkürzen der Zunge bei einer Zungenpfeife oder durch starkes Anblasen kann man die harmonischen Töne der ersten Octaven hervorrufen. Dasselbe geschieht bei der chemischen Harmonica, und dürfte auch ein Beleg dafür seyn, daß dieses so lange Zeit unerklärte Phänomen das der Zungenpfeife sey. Eine Flamme (am besten in der oberen Hälfte der Klangröhre tönend) ändert ihren Ton, sobald ein stärkerer Luftzug durch die Klangröhre getrieben wird, und zwar ganz analog dem eben Erwähnten. Wenn sich die Flamme an einer und derselben Stelle in der Klangröhre befindet, so können, falls dieselbe doppelte, dreifache etc. Schwingungen macht, als ursprünglich, alle entsprechende harmonische Töne entstehen, was auch stattfindet. Eine vollkommen gleichmäßig brennende Flamme, macht bei einem immer stärker werdenden Luftzuge, der durch die Klangröhre geht, eine Reihe der harmonischen Töne durch, und springt dann auf den ursprünglichen Ton wieder zurück. Die Erscheinung beobachtete ich mit dem Fig. 9 Taf. VI abgebildeten Apparate. Die Klangröhre hat unten einen Verschluss aus gut schließendem Kork, durch den bei *c* die Ausflußröhre geht, an welcher das Ganze nach oben oder unten verschoben werden kann, bei *a* tritt der zugeführte Luftstrom ein. Bei gleichmäßiger Steigerung des Luftzuges bei *a*, wird der Ton erst langsam und schleichend höher, auf einmal springt die Flamme, die Kno-

ten
harm
zulet
die
dann
lisch
hen,
bewe
genp
gestü
des
lisch
klein
Luft
Gase
Gen
ten.
ches
doch
Klan
Luft
gabe
gel
vers
hält
man
Flan
terfe
Gas
Sch
San
Bur
nich
derr
1)

ten werden geändert, und es ertönt der nächstfolgende harmonische Ton, dies wiederholt sich mehrere Mal (5 – 6), zuletzt wenn der höchste Ton erreicht worden ist, springt die Flamme nochmals, und giebt den tiefsten, wobei sie dann, falls man den Luftzug noch mehr vergrößert, auslischt. Das Wechseln der Knoten ist etwas früher zu sehen, als der entsprechende Ton erfolgt. Dieses Experiment beweist nicht nur, daß die chemische Harmonica eine Zungenpfeife sey, sondern auch, daß der durch die Klangröhre geführte Luftstrom für die Entstehung und Beschaffenheit des Tones ein mächtiger Factor ist. Ohne Luftzug verlischt jede Flamme; ist ein Luftzutritt möglich, aber zu klein, so tönt die Flamme nicht. Die Geschwindigkeit des Luftzuges muß größer seyn, als die des ausströmenden Gases, was die Messungen, obwohl sie auf keine große Genauigkeit Anspruch machen können, doch stets bestätigten. Nicht uninteressant wäre es, dieses Verhältniß, welches für die einzelnen Töne wechselt, auszumitteln, was jedoch ohne sehr genaue Apparate nicht zu machen ist.

Wurde die Flamme zwischen zwei aliquote Theile der Klangröhre gebracht, so gab dieselbe bei einem gewissen Luftzuge zwei deutlich wahrzunehmende Töne, welche Stöße gaben, die man beim Analysiren mit einem rotirenden Spiegel sehr schön und äußerst deutlich sah. Sie entsprachen verschiedenen Verhältnissen, am meisten erscheint das Verhältniß 1 : 2 und 2 : 3, sehr oft auch ein kleineres, so daß man es manchmal nicht ganz genau bestimmen konnte. Die Flammenbilder erscheinen gerade so wie bei König's Interferenzpfeifen, wenn das zu den beiden Pfeifen gehende Gas aus einem Brenner brennt.

Der Hauptzweck meiner Arbeit ist: die Ursache der Schwingungen mittelst Flammen, also das Tönen, Flackern, Sausen z. B. bei der Glasbläserlampe, dem Löthrohre, dem Bunsen'schen Brenner usw. zu entwickeln. Pisko hat¹⁾ nicht nur die Geschichte der chemischen Harmonica, sondern auch alle bis jetzt herrschenden Theorien zusammen-

1) Neue Apparate der Akustik, Wien 1865.

gefaßt, die meisten davon sind widerlegt worden bis auf die neuesten von Dr. Sondhaus, der als Ursache der primitiven Schwingungen die bedeutende Temperaturerhöhung ansieht, und von Grailich und Weifs, die die Entstehung der Schwingungen durch Volumänderungen, welche durch die Verbrennungsproducte der Gase hervorgebracht werden, wobei auch der Luftzug mitwirken kann, erklären.

Beim Blasen in eine Flamme flackert dieselbe, es entstehen Schwingungen, welche man in einem rotirenden Spiegel beobachten kann; sie sind natürlich unregelmässig. Stellt man es so an, daß der Luftzug die Flamme nach einer Richtung gleichmässig trifft, so geräth diese in vollkommen gleichmässige Schwingungen, die man mit dem rotirenden Spiegel analysiren kann.

Auf diese Art hätten wir die Zunge der chemischen Harmonica für sich isolirt. Fig. 10 Taf. VI zeigt eine solche Zunge: *bd* ist das Ausflufsrohr der Fig. 6. Führt man bei *a* einen Luftstrom ein, und befindet sich *bd* vollkommen in der Mitte der Röhre *cf*, so wird die Flamme ganz ruhig brennen, analysirt man sie aber, so zeigt sie Schwingungen. Sondhaus erwähnt auch, daß die Flamme bei einem Luftzutritte für sich selbst töne, ich fand wohl ein Schwirren, dessen Ton auch bestimmbar ist, aber einen reinen Ton nie.

Hieraus geht ebenfalls hervor, daß der Luftzug diejenige Kraft ist, die den Ton hervorbringt. Soll überhaupt eine Schwingung entstehen, so müssen zwei Kräfte wirken, von denen eine momentan, die zweite stetig, oder beide stetig seyn können, z. B. wirken bei tönenden Saiten eine momentane und eine stetige Kraft, bei Labialpfeifen zwei stetige. Auch bei der chemischen Harmonica wirken zwei solche Kräfte, die eine ist der *Luftzug*, die andere das *Verbrennen*. Durch den Luftzug, mag er nun durch die Temperatur der Flamme selbst, oder auf eine andere Weise hervorgebracht werden, wird die Ausströmung des Gases befördert, wodurch der Raum in der Ausflufsrohre etwas verdünnt wird, die Flamme verlängert sich, der oberste

Theil d
zu gro
noch d
zu erz
aus der
der di
Flamm
gung
Flamm
selnde
Grail
intern
Bei st
werden
halten
die Int
so erli
der A
Au
felwas
Leitet
Schwe
die L
und d
so en
obere
gegen
Theile
Al
folgen
Behäl
wird,
Ausfl
Zünd
Flam
sie a
die'L

Theil des Gases (oder beim Verlöschen, wenn der Strom zu groß war, das ganze) verbrennt, und zwar früher, als noch das Gas nachströmen kann, um wieder dieselbe Flamme zu erzeugen, da es an Dichte abgenommen hat; durch das aus dem Behälter nachströmende Gas wird die Dichte wieder dieselbe, der Luftzug verlängert wieder sogleich die Flamme, welche verbrennt und so eine stehende Schwingung hervorruft. Demgemäß haben wir eine doppelte Flamme zu unterscheiden, die *obere*, die durch das abwechselnde Brennen und Verlöschen Volumänderungen, wie es Graulich auffasste, hervorbringt, und die *untere*, die das intermittirende Entzünden des oberen Theiles ermöglicht. Bei stärkerem Luftstrome unter sonst gleichen Umständen werden natürlich die Intermittenzen schneller, und wir erhalten, wie oben erwähnt, einen höheren Ton. Werden die Intermittenzen so groß, daß die ganze Flamme schwingt, so erlischt sie leicht, da die Volumänderung bis zur Spitze der Ausflußöffnung geht.

Auf diese Weise ist es mir gelungen auch mit Schwefelwasserstoff eine jede Klangröhre zum Tönen zu bringen. Leitet man nämlich in den Apparat Fig. 9 Taf. VI bei *a* Schwefelwasserstoff ein, indem man die Röhre, durch die die Luft zuströmt, bis zur Ausflußöffnung verlängert und und diese erweitert, da sonst das Gemisch schlecht brennt, so entsteht eine Flamme wie sie Fig. 11 versinnlicht. Der obere Theil *a* erzeugt die Schwingungen, der untere *b* hingegen dient zu dem nacheinanderfolgenden Entzünden des Theiles *a*.

Als schlagender Beweis für meine Theorie dürfte das folgende Experiment dienen. Aus einem gemeinschaftlichen Behälter *A* in Fig. 12, der bei *a* mit Leuchtgas gespeist wird, gehen zwei Röhrchen *bc* und *dc* mit verschiedenen Ausflußöffnungen heraus, bei denen dann das Gas ausströmt. Zündet man es an und hält eine Röhre über die größere Flamme, so giebt diese keinen Ton, ebenso die kleine, weil sie auslischt, wohl entsteht er aber, wenn die Röhrchen die Lage, wie es Fig. 12 zeigt, haben, und über ihnen sich

eine Klangröhre befindet. Dabei zeigt die große Flamme keine Schwingungen, hingegen schwingt die kleine und bewirkt den Ton.

Stellt man die kleine Flamme in eine solche Entfernung, daß das bei *c* ausströmende Gas nur nach einer längeren Zeit zum Entzünden kommt, und giebt nun eine Klangröhre darüber, so kann man sehr gut beobachten wie die kleine Flamme sich in Zwischerräumen entzündet, und wieder ganz verlöscht und so die Zunge bildet. Dasselbe findet statt, wenn man die kleinere Flamme über die größere stellt. Hat man nur eine kleine Flamme, und es befindet sich an der Ausflußmündung ein, durch eine Batterie im Glühen erhaltener Draht, so sieht man dasselbe Phänomen, nur muß man, da die kleine Flamme oft den nöthigen Luftstrom nicht erzeugen kann, einen solchen durch einen Blasebalg bewirken. Die Construction mit zwei Flammen oder Platindraht wäre für die Collegienversuche zu empfehlen, da man damit nicht nur die oben erwähnten Gesetze, sondern auch die Ursache des Tönens darthun kann. Die im neusten Hefte dieser Annalen angeführte Construction des Brenners von Prof. E. Reusch beruht ebenfalls auf diesem Principe, erstens werden die Flammenkerne durch das Mischen des Gases mit der Luft getrennt, und zweitens bewirkt das eingeführte Netz, welches glühend wird, das Entzünden und verhindert so das gänzliche Auslöschen.

Man ersieht nun, daß die Schwingungen durch ein rasch nacheinander folgendes Brennen und Verlöschen, welches durch den Luftzug hervorgebracht wird, entstehen.

Die Schwingungen kann man auch sehr gut beobachten, wenn man in Fig. 9 Taf. VI bei *a* sehr wenig Luft zuströmen läßt, die Flamme auslöscht und dann eine Flamme über die Klangröhre hält. Das ausströmende Gas zündet sich von oben an, wodurch es leichter werdend, durch den Luftzug schnell fortgerissen wird und verbrennt; dabei wurde die nächste Schicht weniger dicht, ihre Expansion für die vorhandene Temperatur ist zu groß, sie zieht sich zusammen und kann nicht früher entzündet werden, als bis

das
der
gun
beob
Polt
Dara
sehr
Gas
dem
töne
dene
Schw
stell
Ana
I
gege
die
den
durd
tane
dann
leid
rig
I
eber
eing
bei
Tön
nich
bei
gehe
The
oder
Flam
durd

das nachströmende Gas Alles ausgleicht, darauf folgt wieder derselbe Vorgang und es entstehen stehende Schwingungen, die wir, weil sie weit langsamer sind, sehr gut beobachten können. Auf denselben Principien beruht das Poltern des Feuers im Ofen, oder in einem Rauchfangfeuer. Daraus erklärt man sich auch das Flackern der Flamme sehr leicht: durch den hineingeblasenen Luftstrom, der die Gasausströmung und Verbrennung befördert, entstehen in dem Gase Ungleichheiten an Dichte ähnlich wie bei der tönenden Flamme, aber unregelmäßig, welche dann verschiedene Mengen Sauerstoff verbrauchen, und die Luft in Schwingungen versetzen, kurz durch den Luftzug ist ein stellenweises Brennen und Nichtbrennen bedingt, was die Analyse bestätigt.

Hiermit wäre die Theorie der schwingenden Flammen gegeben und, ließe nur noch zu wünschen übrig, daß man die zwei Factoren, von denen die Schwingungen abhängen, den erzeugten *Luftzug* und die *Verbrennung*, oder die dadurch entstehende Verdünnung des Gases, die das momentane Auslöschen bedingt, in Rechnung brächte, woraus man dann auch die Anzahl der Schwingungen ermitteln könnte; leider ist dies nicht gut ausführbar, da diese Größen schwierig zu handhaben sind.

Hierauf will ich noch kurz einige Daten anführen die ebenfalls Belege der oben entwickelten Theorie sind.

1. Glühende Kohlentheilchen oder in die Flamme hineingeblasener Cigarrenrauch, wie auch Schwefeltheilchen bei Schwefelwasserstoff verhindern oder erschweren das Tönen, was nach der Theorie der Temperaturerhöhung nicht stattfinden sollte. Ich erkläre es dadurch, daß hierbei die Flammentheile mehr oder weniger in einen übergehen; auch erfolgt dadurch die Verbrennung des oberen Theiles nicht rasch genug, so daß das Tönen geschwächt oder verhindert wird.

2. Bei schneller Rotation der Ausflusssäule, kann die Flamme nicht schwingen, weil der durch die Klangröhre durchgehende Luftstrom dadurch auf die Flamme wirkungs-

los wird, da sich bei der Rotation eine Fliehkraft entwickelt, welche der Kraft des durchströmenden Luftstromes das Gleichgewicht hält. Weil nun dieser die Flamme nicht afficiren kann, so tönt sie nicht.

3. Um mich zu überzeugen ob der Ton durch die Temperaturerhöhung entstehe oder nicht, leitete ich in glühenden Eisenröhren erhitzte Luft durch die Klangröhre, indem ich diese selbst durch mehrere Gasbrenner zum Glühen erhitze; der Ton war höher in Folge der heißen Luft, aber nicht schwächer.

4. Große und kleine Flammen haben keinen Einfluss auf den Ton, sobald der Luftzug nicht von diesem abhängig ist, sondern nach dem Willen des Experimentators geändert werden kann.

5. Die dem Gase beigemengte Luft hat auf die Entstehung des Tones den Einfluss, dass sie die schwingende Flamme von der nicht schwingenden trennt, und bewirkt, dass diese schneller verbrennt als noch Gas nachströmen kann; auf die Beschaffenheit des Tones aber, dass die oscillirende Flamme bei einem größeren Luftverhältnisse kleiner wird, und dann leichter hohe als tiefe Töne hervorbringt.

6. Sollten die Schwingungen bloß durch die Temperaturerhöhung, wie bei glühenden Netzen entstehen, so müsste jede Flamme, selbst jede Schwefelwasserstofflamme, tönen oder wenigstens stets flackern, da doch die Bedingungen der Temperaturerhöhung gegeben sind.

7. Führt man ein dichtes Drahtnetz in den oberen Theil der Flamme, welches das intermittirende Entzünden des Gases nicht erlaubt, so tönt die Flamme nicht, obgleich durch das glühende Netz vielleicht noch eine größere Temperaturerhöhung stattfindet als sonst.

8) Unter den von mir gestellten Bedingungen tönt jede Flamme, jede Röhre, jedes Gas.

Schließlich will ich noch erwähnen, dass bei der Verbrennung der Kohle in einem Sauerstoffstrom, der durch die Klangröhre geleitet wird, ebenfalls ein Ton entsteht,

von dem es sich aber schwer behaupten läßt, ob er unter diese Phänomene, oder unter die durch Temperaturerhöhung entstehende zu rechnen sey. Im Allgemeinen ist es aber klar, daß das Tönen mittelst Flammen mit dem Tönen durch Erhöhung der Temperatur (Drahtnetze, Glas- kugeln etc.) nicht identisch, ja sogar ganz verschieden ist; das Letztere ist noch ein Räthsel.

Erlangen, 5. März 1866.

VI. Ueber die Gültigkeit der aequivalenten Länge im einfachen Schließungsbogen der Batterie;
 von **H. W. Knochenhauer.**

Das Gesetz, das die Theilung des Batteriestromes umgekehrt proportional zu den aequivalenten Längen der Zweige erfolgt, setzt die Gültigkeit dieser Längen auch im einfachen Schließungsbogen voraus. Ich habe deshalb die Gültigkeit schon früher aus der Schlagweite nachzuweisen gesucht, bis zu welcher während der Entladung der Batterie die einzelnen Stellen des Schließungsbogens gelangen, nachdem ich gefunden hatte, daß auf einem homogenen Bogen die Schlagweite von der Innen- zur nicht isolirten Außenseite der Batterie (das sogenannte Gefäll) gleichmäßig abnimmt. Da jedoch diese Versuchsart namentlich bei längerem Schließungsbogen keine hinreichend scharfen Zahlenwerthe liefert, so wandte ich mich an Hrn. Dr. Feddersen mit der Bitte, eine Reihe Beobachtungen über die Oscillationsdauer anzustellen, wenn der Schließungsbogen aus Rollen in verschiedenen Combinationen besteht.

Nachdem derselbe meinen Wunsch zu erfüllen sich bereit erklärt hat, wurden 16 Rollen hergestellt, 8 größere (r') von 1 Fuß Durchmesser etwa und 8 um $\frac{1}{2}$ Zoll im Durchmesser kleinere (r''), die in jene geschoben werden

konnten. Die Rollen aus starker Pappe wurden mit Bernsteinfirnis überstrichen und in gleicher Weise die größern mit 32, die kleinere mit 33 Drahtwindungen überzogen, die wieder mit Firnis befestigt wurden. Auf je 4 Rollen r' und r'' liefen die Windungen rechts, auf den 8 anderen links herum. Sämtliche Rollen wurden dann zu 4 Doppelpaaren vertheilt, von denen jedes eine rechts- und eine linksgewundene größere und ebenso 2 kleinere umfaßte. Der Kupferdraht war 1^{mm} , 246 stark ¹⁾. Die Rollen waren nicht ganz vollkommen gleich weit; die Länge des Drahts auf r' betrug im Mittel $33^{\text{m}},532$ (Min. $33^{\text{m}},392$ Max. $33^{\text{m}},616$), dazu die Enddrähte 85^{mm} , auf r'' im Mittel $33^{\text{m}},022$ (Min. $32^{\text{m}},984$ Max. $33^{\text{m}},082$), die Enddrähte 80^{mm} .

An einem Doppelpaar fand ich aus der mit dem Luftthermometer beobachteten Stromtheilung folgende äquivalente Längen (L):

Draht	L beob.	L ber.	Formel
r'	$225,66^{\text{m}}$	—	—
r''	$220,08^{\text{m}}$	—	—
$(r' \cdot r'' \alpha)$ gl.	871,09	$855,10^{\text{m}}$	$L = r' (1 + N') + r'' (1 + N'') + \alpha$ (1)
$(r' \cdot r'' \alpha)$ entg.	38,43	37,72	$L = r' (1 - N') + r'' (1 + N'') + \alpha$ (2)
$\left(\frac{r'}{r''}\right)$ gl.	211,83	213,48	$L = \frac{r' r'' (1 - N' N'')}{r' (1 - N') + r'' (1 - N'')} \quad (3)$
$\left(\frac{r'}{r''}\right)$ entg.	9,39	9,26	$L = \frac{r' r'' (1 - N' N'')}{r' (1 + N') + r'' (1 + N'')} \quad (4)$
$r' (r'' \alpha)$	36,61	36,51	$L = r' \left(1 - \frac{r'' N''}{r' + \alpha} N'\right) = r' - \frac{(r'' N'')^2}{r' + \alpha} \quad (5)$
$r'' (r' \alpha)$	35,96	35,60	$L = r'' - \frac{(r' N')^2}{r' + \alpha} \quad (6)$

Von den Zeichen bedeutet $(r' \cdot r'' \alpha)$ gl., daß r'' in r' eingeschoben ist und der Strom durch beide Rollen hinter einander in gleicher Richtung fließt, von einer Rolle zur

1) In Rücksicht auf die früheren Versuche von Feddersen werde ich das Metermaas gebrauchen.

andern durch den Draht $\alpha = 0^m,650$ geleitet. In $(r'.r''\alpha)$ entg. geht der Strom ebenfalls durch beide Rollen hinter einander, doch in entgegengesetzter Richtung. $(\overset{r'}{r})$ gl. und $(\overset{r'}{r'})$ entg. bedeuten eine Theilung des Stroms durch beide in einander geschobene Rollen als Zweige, wobei die Theilströme in gleicher oder in entgegengesetzter Richtung durch die Windungen gehen. Bei $r'(r''\alpha)$ geht der Strom durch r' , während r'' durch α geschlossen ist; bei $r''(r'\alpha)$ ist r' geschlossen und der Strom geht durch r'' . In den Formeln ¹⁾ bezeichnen r' und r'' die aequivalenten Längen der beiden Rollen; N' ist der von r'' auf r' und N'' , der von r' auf r'' inducirte Nebenstrom, reducirt auf einen Bügel = Null. Die Thermometerbeobachtungen gaben im Mittel $N' = 0,9075$ und $N'' = 0,9275$; die aus Formel (5) und (6) abgeleiteten Werthe waren $N' = 0,9049$ und $N'' = 0,9279$; sie wurden in Folge der Gleichung $r'N' = r''N''$ auf $N' = 0,9055$ und $N'' = 0,9285$ gestellt. Die übrigen Rollenpaare wurden nur in den Combinationen, welche kürzere Längen geben, untersucht und für tauglich befunden.

Hierauf wurden die Rollen nach Leipzig gesandt, und Hr. Dr. Feddersen benutzte sie in einem oder in mehreren durch Drähte α verbundenen Gliedern zur Bestimmung der Oscillationsdauer, indem er sie in einen constanten Schließungsbogen von $3^m,9$ oder $4^m,7$ Länge ²⁾ bei einer Batterie von 8 Flaschen einschaltete. Aus dem mir vollständig übersandten Material der Beobachtungen gebe ich die nachfolgende Zusammenstellung; t ist die Oscillationsdauer in Secunden als Mittel der unten einzeln angeführten Beobachtungen, L die von mir nach den obigen Daten berechnete Länge des Schließungsbogens, wobei ich für $(r'.r''\alpha)$ gl. die beobachtete, für die übrigen Combinationen die berechnete Zahl anwandte.

1) S. den Anhang zur Abhandlung. Sitzungsber. d. Wiener Academie Bd. 46, S. 1.

2) Die Schätzung der aequivalenten Länge der Appartheile kann nur annähernd richtig seyn.

Abtheilung	No.	Art der Glieder	Anzahl derselben	t	L
I	1	r'	1	0,0000 1186	232,6
"	2	r''	1	1173	227,1
II	3	$(r' \cdot r'' \alpha)$ gl.	1	0,0000 2287	877,6
"	4	"	2	3150	1635,0 (-115,0)
"	5	"	4	4685	3515,3 (+ 22,7)
"	6	"	8	6570	6979,7
III	7	$(r' \cdot r'' \alpha)$ entg.	1	0,0000 0522	45,0
"	8	"	2	0726	82,7
"	9	"	4	1020	159,5
"	10	"	8	1431	313,6
IV	11	$(\frac{r'}{r'' \alpha})^*$ gl.	1	0,0000 1162	220,0
"	12	"	2	1580	405,8 (- 28,7)
"	13	"	4	2310	868,8 (+ 5,7)
V	14	$(\frac{r'}{r'' \alpha})$ entg.	1	0,0000 0304	16,2
"	15	"	2	0399	25,8
"	16	"	4	0541	45,7
"	17	"	8	0723	85,3
VI	18	$r'(r'' \alpha)$	1	0,0000 0516	43,2
"	19	"	2	0736	80,3
"	20	"	4	1012	154,7
"	21	"	8	1436	303,3

Zu No. 1) 1186 1180 1191 1185. 2) 1180 1180 1164 1166. 3) 227 233 226. 4) 314 316. 5) 470 467. 6) 655 659. 7) 0520 0527 0514 0527. 8) 0725 0734 0721 0723. 9) 1013 1027. 10) 1432 1422 1425 1445. 11) 1162 1165 1163 1159. 12) 1587 1580 1575 1573 1592 1595 1565 1571. 13) 2324 2330 2276. 14) 0304 0300 0303 0309. 15) 0394 0401 0400 0400. 16) 0534 0537 0553. 17) 0694 0735 0740. 18) 0507 0519 0515 0524. 19) 0741 0731. 20) 1002 1011 1024 21) 1434 1438 1435 1438.

Da die Formeln (1) bis (6) die mittelst des Thermometers und des Dynamometers erwiesene Annahme enthalten, daß der Nebenstrom ganz gleichartig mit dem inducirenden Strom sey, so fügte Feddersen noch eine Abtheilung Beobachtungen hinzu, in welchen er den über eine Lücke im schließenden Bügel gehenden Funken des

*) Bei der Stromtheilung verlängerte Feddersen r'' um α ; die Berechnung der Länge erfolgte demnach nach der vollständigen Formel $L = \frac{r' r'' [(1 + \lambda'_0)(1 + \lambda''_0) - N' N'']}{r'(1 + \lambda'_0 - N') + r''(1 + \lambda''_0 - N'')}$, worin $\lambda'_0 = \frac{\lambda'}{r'}$ und $\lambda''_0 = \frac{\lambda''}{r''}$, λ' und λ'' aber die Verlängerungen von r' und r'' sind.

inducirten Stroms (ind. F) und den Funken des inducierenden Stroms (prim. F .) zugleich photographirte und aus beiden Abdrücken die Oscillationsdauer ableitete.

Abtheilung VII. No. 22. 2 Glieder r'' ; $t = 0,0000\ 1580$,
 $L = 418^m,7$ ($-28,7$).

No. 23. Die Rollen r' geschlossen durch einen Bügel
 $(r' \cdot r'' \alpha)$ gl. $+ 3^m,35$ K (Kupferdraht von 173^m
 Stärke).

prim. F . $t = 0,0000\ 1340$ } $L = 295^m,6$ *) ($-28,7$)
 ind. F . $t = 0,0000\ 1360$ }

No. 24. 1 Glied r'' und 7 Glieder $(r' \cdot r'' \alpha)$ gl.
 $t = 0,0000\ 6353$, $L = 6386,4$ ($+57,5$).

No. 25. r'' geschlossen durch $3^m,35$ K .

prim. F . $t = 0,0000\ 627$ } $L = 6249,1$ *) ($+98,7$).
 ind. F . $t = 0,0000\ 6285$ }

No. 22) 157 1586 1585. 23) 134 133 135 — 137 434 137
 24) 635 640 631.

Die nähere Betrachtung der beobachteten Werthe t zeigte, dafs die aequivalente Länge der Drähte noch wegen Induction der Glieder auf einander zu corrigiren wäre. Feddersen hatte die Glieder auf folgende Weise gestellt:

$$\begin{array}{ccccc} - & 1 & - & 2 & - & 3 \\ - & 6 & - & 5 & - & 4 \\ & & & | & & | \\ & & & \searrow & & \nearrow \\ & & & \infty & & \end{array}$$

(bei 2 Gliedern nur 1. 2, bei 4 Gliedern 1. 2. 3. 4), wo die nächsten Windungen der Rollen 1. 2. 3 und 4. 5. 6, ebenso die nächsten Stellen der Windungen zwischen der ersten und zweiten Reihe um 18^m von einander entfernt waren, 7 und 8 über einander gehängt um 3^m aus einander standen. Hier störten sich hauptsächlich die zunächst

1) Die Länge in No. 23 und 25 wurde nach der allgemeinen Formel
 $L = r''(1 - n'N'')$ berechnet, worin r'' die vom Batteriestrom durchflossene Rolle oder Rollen bedeutet, $n' = \frac{r'N'}{r' + \lambda}$ und λ der schliessende Bügel von r' ist.

stehenden Glieder wie 1. 2 und 1. 6, doch hatte Feddersen die Richtung angemerkt, in welcher der Strom die Rollen umkreiste, mit + und —, je nachdem die Richtung zu Rolle 1 gleich oder entgegengesetzt war. Die Gröfse der Correction liefs sich also noch nachträglich feststellen.

Abtheilung VIII. 2 Glieder ($r' . r'' a$) gl.

No. 26. Stellung \top $t = 0,0000\ 3253$, $L = 1749^m,5$.

No. 27. Stellung $- + -$ $t = 0,0000\ 3358$,
 L ber. $= 1864,3$ Corr. $+ 114,8$

No. 28. Stellung $- - -$ $t = 0,0000\ 3144$,
 L ber. $= 1634,2$ Corr. $- 115,3$
 Mittel $115,0$

No. 29. Stellung $+ -$ $t = 0,00003274$,
 L ber. $= 1772,2$ Corr. $+ 22,7$.

No. 26) 3279 3237 3259 3223 3254. 27) 3369 3347. 28) 3166
 3128 3132. 29) 3281 3259 3285 3270.

In No. 26 können die senkrecht gegen einander gestellten Rollen keine Induction auf einander ausüben; in No. 27 bei gleicher Richtung des Stroms durch beide Rollen wird die aequivalente Länge gröfser, in No. 28 bei entgegengesetzter Richtung kleiner. Die Correction wurde nach der Formel $t = m\sqrt{L}$ berechnet, wozu No. 26 $\log m = 0,89083 - 7$ gab. In No. 29 ist die Correction gering, somit liefs sich die Stellung der Glieder 7. 8 annähernd berücksichtigen. Die Correction wegen Induction der entfernter stehenden Glieder auf einander müssen vernachlässigt werden; sie wird wohl in keinem Fall 1 Proc. der Länge übersteigen. In der obigen Tabelle ist die vorgenommene Correction der Länge in Klammer beigefügt.

Der Ueberblick lehrt, dafs die von mir berechneten Längen im Allgemeinen mit der beobachteten Oscillationsdauer übereinstimmen. Eine strengere Vergleichung bietet Schwierigkeiten, da die frühere Reihe von Feddersen mit einem gestreckten Schließungsbogen zu keiner einfachen Formel geführt hat. Nach meiner Ansicht, die von den

Beobachtungen über die Nebenbatterie ausgeht, muß t , wenn es zur Quadratwurzel aus der Zahl der Flaschen proportional ist, auch proportional zu \sqrt{L} seyn. Ein langer gestreckter Draht als Schließungsbogen stört das Gefäll durch eine von dem Oberflächenwiderstand ausgehende Stauung (wie dann nach Feddersens Angaben auch das Gesetz von der Flaschenzahl nicht mehr streng vorhält), und demnach kann die Formel $t = m\sqrt{L}$ nur annähernd zur Gültigkeit kommen, wenn bei größern L der Oberflächenwiderstand klein, d. h. wenn der durchströmte Draht in seiner natürlichen Länge kurz ist. Dieß ist der Fall in den Beobachtungen unter Abth. I, II (VIII), IV und VII, doch kann man wegen Kleinheit von L noch Abth. V, No. 7 aus III und No. 18 aus VI hinzunehmen. Im Mittel ergab sich aus der genannten Beobachtung $\log m = 0.89407 - 7$, und die nach L geordnete Zusammenstellung liefert die folgende Tabelle.

L	t beob.	t berech.	Abth.	No.
16,2	0,0000 0304	0,0000 0316	V	14
25,8	0399	0398	V	15
43,2	0516	0515	VI	18
45,0	0522	0526	III	7
45,7	0541	0530	V	16
85,3	0723	0724	V	17
220,0	1162	1162	IV	11
227,1	1173	1181	I	2
232,6	1186	1195	I	1
295,6	1350	1347	VII	23
405,8	1580	1580	IV	12
418,7	1580	1585	VII	22
868,8	2310	2310	IV	13
877,6	2287	2320	II	3
1635,0	3150	3168	II	4
1749,5	3253	3277	VIII	26
3515,3	4685	4646	II	5
6249,1	6285	6194	VII	25
6386,4	6353	6262	VII	24
6979,7	6570	6542	II	6

Die ausgeschlossenen 6 Beobachtungen berechnen sich nach derselben Formel nicht mehr in genügender Weise.

Abth.	No.	L	t beob.	t berechn.
III	8	82,7 ^m	0,0000 0726	0,0000 0713
»	9	159,5	1020	0989
»	10	313,6	1431	1404
VI	19	80,3	0736	0702
»	20	154,7	1012	0974
»	21	303,3	1436	1365

Steht nach den mitgetheilten Beobachtungen die Gültigkeit der aequivalenten Längen im einfachen Schließungsbogen gesichert da, so ist der Satz, daß die Stromtheilung umgekehrt proportional zu den aequivalenten Längen der Zweige erfolgt, vollständig erwiesen. Denn richtet sich die in den Oscillationen ausgedrückte Entladungsweise der Batterie nach der aequivalenten Länge des Schließungsbogens, so können bei einem verzweigten Bogen, der im einfachsten Fall zwei ungleich lange Wege zum Abströmen der Elektricität darbietet, die Oscillationen nur bestehen, wenn die Länge jedes der beiden verbundenen Zweige dieselbe wird, also auf $l'a' = l'a''$ zurückgeht, wo l, l' die aequivalenten Längen im einfachen Bogen und a', a'' die durch sie fließenden Stromtheile bedeuten.

VII. Ueber die Polarisation der ausgestrahlten Wärme und ihren Durchgang durch parallele Platten; von G. Magnus.

In einer früheren Abhandlung habe ich gezeigt, daß die Wärme, sowohl wenn sie von einer glatten als wenn sie von einer rauhen Fläche von Platin ausgestrahlt wird, dieselben Wellenlängen enthält, so daß die Spectra beider Wärmequellen genau dieselbe Ausdehnung besitzen, und Strahlen von derselben Brechbarkeit enthalten, die sich nur in Bezug auf ihre Intensität unterscheiden, so jedoch, daß

das M
dieselb
sation
schäftu
HH. d
ihre E
la cha
hatten
die au
zu ve
stände
beschä
menha
Wärm
So in
mir d
ander
D
Platte
diese
keln
zieht
Aber
niger
des L
nen
zung
die
die
sich
Z
tinirt
Pola
der
und
nirte
1)

das Maximum der Intensität in beiden Spectren genau an dieselbe Stelle fällt. Seitdem habe ich mich mit der Polarisation der von diesen Flächen ausgehenden Wärme beschäftigt. Ueber denselben Gegenstand haben früher die HH. de la Provostaye und P. Desains gearbeitet und ihre Ergebnisse in einem *Mémoire » Sur la Polarimétrie de la chaleur «* im Jahre 1851 veröffentlicht¹⁾. Diese Herren hatten sich zur Aufgabe gestellt die Polarisation, welche die aus einer glühenden Platte austretende Wärme zeigt, zu vergleichen mit der des Lichtes, das unter gleichen Umständen ausgesandt wird, mit welchem sich früher Arago beschäftigt hat. Ausserdem haben sie den inneren Zusammenhang zwischen der Polarisation des Lichtes und der Wärme durch Reflexion und Emission aufzufinden gesucht. So interessant die Resultate dieser Arbeit sind, so schien es mir doch wünschenswerth den Gegenstand noch von einem andern Gesichtspunkte zu behandeln.

Da nämlich die Wärme, welche aus einer glühenden Platte hervorgeht, polarisirt ist, so fragt es sich, wie durch diese Polarisation die Menge der unter verschiedenen Winkeln ausgestrahlten Wärme sich ändert. Diese Frage bezieht sich eben so wohl auf die Wärme wie auf das Licht. Aber sie ist für das Licht auf experimentellem Wege weniger zu entscheiden möglich, da die Stärke oder Intensität des Lichtes sich nur schwierig messen läßt. In sofern können Untersuchungen über strahlende Wärme zur Ergänzung der Untersuchungen über das Licht dienen, da dieses die qualitativen Verschiedenheiten scharf erkennen läßt, die Intensitäten aber nur schwierig, die Wärme dagegen sich umgekehrt verhält.

Zunächst überzeugte ich mich, daß eine vollständig platinirte oder mit Platinschwamm überzogene Scheibe keine Polarisation zeigt, welches auch der Ausstrahlungswinkel der Wärme seyn mochte. Die HH. de la Provostaye und P. Desains geben an, daß in der, von dem platinirten Platin unter einem Winkel von 70° ausgesandten

1) *Annales de chim. et de Phys.* III. Ser. T. XXXII p. 112.

Wärme, bei ihren Versuchen noch 0,13 polarisirt gewesen seyn ¹⁾). Wahrscheinlich war die Platte, die sie untersucht haben, nicht hinreichend platinirt. Bei einer mit Ruß bedeckten Platte fahden auch diese Herren keine Spur von Polarisation.

Ebenso zeigt auch das Licht, das eine vollständig platinirte Scheibe aussendet, keine Polarisation, welches auch die Neigung der Strahlen gegen die Scheibe seyn mag. Wenigstens konnte ich weder durch Einschalten einer Kalkspathplatte, noch des Babinet'schen Compensators, noch mittelst eines doppelbrechenden Prismas und Einschalten einer Gypsplatte, noch durch irgend eines der Mittel, durch welche sich die Polarisation des Lichtes von der glatten Scheibe sehr leicht erkennen läßt, eine Spur davon entdecken ²⁾).

Hierauf wurde das Verhältniß der Erwärmung bestimmt, welche eine solche, vollständig platinirte und daher keine Polarisation zeigende Scheibe unter verschiedenen Ausstrahlungswinkeln hervorbrachte, und damit das Verhältniß der

1) A. a. O. p. 116.

2) Bekanntlich hat Arago daraus, daß die Ränder der Sonne Licht aussenden, das nicht polarisirt ist, gefolgert, daß die Oberfläche der Sonne weder fest noch flüssig seyn könne, daß sie deshalb gasförmig seyn müßte. Er sagt: *Astronomie populaire II. 104: Il n'y a que le cas où le corps incandescent est, quant à sa densité analogue à un gaz, que les phénomènes de polarisation et de coloration disparaissent.* Diese Folgerung trifft, wie aus den erwähnten Versuchen hervorgeht, nicht zu, da selbst wenn die Oberfläche der Sonne fest, aber nur hinreichend uneben und rauh wäre, ihre Ränder keine Polarisation zeigen würden. Aber auch ohne diese Folgerung wird Jeder zugeben, daß die Sonne von einer gas- oder dampfförmigen Atmosphäre umgeben sey. Bei der hohen Temperatur, welche sie besitzt, sind die Substanzen, von denen wir nach den schönen Untersuchungen von Kirchhoff und Bunsen wissen, daß sie auf derselben vorkommen, gewiß dort geschmolzen, und wahrscheinlich befinden sich auch die uns noch unbekannten Bestandtheile derselben im flüssigen Zustande. Ist dieß der Fall, so findet auch die Bildung von Dämpfen und Nebeln statt, deren Schicht mächtig genug seyn muß, um selbst wenn der Kern der Sonne ganz glatt und ruhig wäre, die Wahrnehmung der Polarisation zu hindern.

Erwärmung verglichen, welche eine glatte Scheibe unter denselben Ausstrahlungswinkeln erzeugt.

Nach dem Lambert'schen Gesetze müßte die Erwärmung proportional dem Cosinus des Winkels seyn, welchen die Normale der Scheibe mit der die Mittelpunkte von Scheibe und Säule verbindenden Linie macht. Allein da die Bestrahlung frei durch die Luft, ohne Anwendung von Röhren geschehen mußte, so konnte, um einen genügenden Ausschlag des Galvanometers zu erhalten, der Abstand der Säule nicht sehr groß, etwa nur gleich 100 Durchmesser der Scheibe genommen werden. Unter solchen Umständen war weder eine Uebereinstimmung mit dem Lambert'schen Gesetze zu erwarten, noch konnte überhaupt ein Schluss auf das Gesetz der Ausstrahlung aus diesen Versuchen gezogen werden. Die gefundenen Werthe waren sämmtlich größer als sie nach dem Lambert'schen Gesetz hätten seyn sollen, allein das Verhältniß der Erwärmung unter verschiedenen Ausstrahlungswinkeln war stets nahe dasselbe, die ausstrahlenden Scheiben mochten platinirt oder glatt seyn.

Eine solche Uebereinstimmung zwischen der polarisirten und der nichtpolarisirten Wärme kann nur stattfinden, wenn die beiden rechtwinklig zu einander polarisirten Antheile, in die man die von der glatten Scheibe ausgestrahlte zerlegen kann, sich für die verschiedenen Ausstrahlungswinkel entweder beide gleich ändern, oder der eine um eben so viel mehr, als der andere weniger.

Um zu untersuchen, welches von beiden der Fall sey, wurden diese beiden Antheile jedes Mal dadurch getrennt, daß eine polarisirende Glimmersäule eingeschaltet wurde, die, je nach ihrer Stellung, nur den einen durchliefs.

Aus den auf diese Weise ausgeführten Bestimmungen geht hervor, daß diese beiden Antheile sich bei verändertem Ausstrahlungswinkel nicht gleich ändern, daß dagegen ihre Summe sich ebenso ändert, wie sich die von der rauhen Platte ausgestrahlte gesammte Wärme mit dem Winkel ändert.

Als zum Vergleich statt der glatten Platinscheibe eine vollständig platinirte angewendet wurde, änderten sich, wie vorauszusehen war, die beiden rechtwinklich gegen einander polarisirten Antheile ganz gleich.

Das Verhalten der beiden Componenten der von glatten Scheiben ausgestrahlten Wärme findet seine vollständige Erklärung durch die Annahme, daß die Wärme nicht von der Oberfläche der Körper allein ausgestrahlt wird, sondern aus tieferen Schichten kommt, indem jeder Punkt im Innern des Körpers nach allen Richtungen Wärme von gleicher Intensität sendet, die zur Oberfläche gelangt und dort zum Theil wieder in das Innere reflectirt wird, zum Theil gebrochen heraustritt. Eine Annahme, die schon Fourier, Poisson und Biot gemacht haben ¹⁾.

Wenn aber die Wärme aus dem Innern ausgestrahlt wird, so muß sie in Bezug auf ihre Polarisation sich wie Licht verhalten, das durch eine durchsichtige Platte gegangen ist. Die Lage der Polarisationsebene der ausgestrahlten Wärme ist dieser Annahme vollkommen entsprechend, noch mehr aber wird dieselbe durch das eben erwähnte Verhalten der beiden rechtwinklich gegen einander polarisirten Antheile bestätigt.

Denn auch in Bezug auf ihre Intensität muß die Wärme welche aus dem Innern kommt, denselben Gesetzen folgen, denen das Licht unterworfen ist, das aus einem Medium

1) Die HH. de la Provostaye und Desains behaupten (*Annales de Chim. et de Phys.* XXXII, 119), daß nach der Ansicht jener Mathematiker eine Brechung der Wärme beim Austreten aus dem strahlenden Körper nicht stattfindet, und in der That ist die Darstellung von dem Vorgange an der Oberfläche in den angeführten Stellen, die sie wörtlich abgedruckt haben, der Art, daß sie eine solche Behauptung rechtfertigt. Indes kam es bei der Abfassung jener Stellen auf die Brechung der Wärme nicht an, die Verfasser sahen von derselben ab, um ihre Ansicht einfacher darstellen zu können, wie das wohl zu geschehen pflegt; aber sie haben gewiß niemals daran gezweifelt, daß die Wärme, welche von einem Punkt im Innern kommt und aus der Oberfläche des Körpers heraustritt, ihre Geschwindigkeit und also auch ihre Richtung in dem neuen Medium ändert.

in ein anderes übergeht. Die Gleichungen, welche Fresnel für diese Intensität hergeleitet hat, gelten für einen Strahl der unter einem bestimmten Winkel auf die Gränze der beiden Medien fällt, und drücken die Intensitäten des reflectirten und des gebrochenen Antheils desselben aus. Bei der Ausstrahlung der Wärme gehen zwar von jedem Punkte im Innern unendlich viele Strahlen unter allen möglichen Winkeln zur Oberfläche, aber diejenigen, welche von einem Flächenelemente zu einem außerhalb befindlichen Thermometer gelangen, haben sämmtlich im Innern des Körpers dieselbe Richtung, vorausgesetzt dafs die Oberfläche, aus der sie austreten, eben ist.

Befindet sich das Thermometer nämlich in der Normale des Flächenelements, so können nur solche Strahlen zu demselben gelangen, die auch im Innern normal zu der Oberfläche sind, da nur diese normal heraustreten. Von jedem ausstrahlenden Punkte im Innern kann daher auch nur ein einziger Strahl zum Thermometer gelangen. Macht die Linie, welche ein Element der Oberfläche mit dem Thermometer verbindet, einen Winkel mit der Normale dieses Elementes, so können nur die mit dieser Linie parallelen Strahlen zum Thermometer gelangen und die Strahlen im Innern aus deren Brechung diese hervorgehen, sind dann ebenfalls unter sich parallel. Es folgt hieraus, dafs stets die Strahlen im Innern, deren Wärme zum Thermometer gelangt, bei jeder Stellung dieses letzteren unter sich parallel sind, und daher unter demselben Winkel die Oberfläche treffen.

Bezeichnet (r) den Winkel, den diese Strahlen mit der Normale des ausstrahlenden Flächenelementes machen, und (ϱ) den Winkel, welchen die gebrochenen Strahlen mit derselben bilden, so ist $\frac{\sin r}{\sin \varrho} = n$ das Brechungsverhältnifs der Wärmestrahlen, welche aus der Platinscheibe austreten. Setzt man dieses Verhältnifs als bekannt voraus, so lassen sich die Gleichungen, welche Fresnel für die Intensität des gebrochenen und reflectirten Lichtes gegeben hat, un-

mittelbar für die ausgestrahlte Wärme anwenden. Bevor ich indeß auf diese Anwendung und die Uebereinstimmung der obenerwähnten Thatsachen mit diesen Gleichungen weiter eingehe, will ich zuvor noch eine Beobachtung anführen, welche ohne jene Gleichungen schwer zu erklären gewesen wäre.

Als nämlich Wärmestrahlen, die nicht polarisirt waren, durch eine Anzahl paralleler Glimmerplatten, eine sogenannte Glimmersäule, gingen, und die Wärme, die diese bei verschiedener Incidenz hindurch liefs, bestimmt wurde, zeigte sich, daß bei senkrechter Incidenz weniger hindurchging als bei schiefer.

Eine ähnliche Wirkung war vorhanden, wenn statt der Glimmerplatten Glasplatten angewendet wurden.

In der folgenden Tabelle sind die Wärmemengen zusammengestellt, welche unter übrigens gleichen Umständen durch Glimmer- und Glasäulen, die aus verschiedener Anzahl von Platten bestanden, bei senkrechter Incidenz und unter einem Winkel von 35° mit der Glimmersäule gingen.

Zahl der Platten	Durchgelassene Wärme		Verhältniß	
	Incidenz 0°	35°	0°	35°
Glimmerplatten jede 0,02mm dick.				
44	19	110	1	5,79
24	95	188	1	2,00
12	280	340	1	1,21
4	634	590	1	0,93
Glasplatten jede 0,8mm dick.				
8	286	305	1	1,07
5	358	329	1	0,92
1	638	553	1	0,86
Glasplatten jede 0,3mm dick.				
20	74	108	1	1,46
16	94	127	1	1,35
12	128	146	1	1,14
8	190	182	1	0,958
4	320	277	1	0,866

Sobald diese Beobachtung für die Wärme gemacht war, zeigte sich, daß auch das Licht sich ganz ähnlich verhält.

Läßt man nicht polarisirtes Licht auf eine Glimmersäule von 44 Platten senkrecht auffallen, so gelangt sowohl gewöhnliches Tageslicht als auch Lampenlicht kaum hindurch; neigt man aber die Säule bis zum Polarisationswinkel, so erblickt man die Umrisse aller Gegenstände sehr deutlich.

Wendet man statt dessen nur 4 bis 8 Glimmerplatten an, so geht bei senkrechter Incidenz mehr Licht hindurch als unter dem Polarisationswinkel.

Mit Glasplatten ist die Erscheinung noch auffallender.

Ich habe einen kleinen Apparat construiert, bestehend aus vierzig parallelen Glasplatten, die in einem Kasten aus Blech enthalten sind, dessen beide, den Platten parallele Wände längliche Oeffnungen haben, so dafs man hindurchsehen kann, auch wenn der Kasten stark geneigt ist. Am besten läßt sich mit diesem die Erscheinung beobachten, wenn man ihn horizontal über einem stark beleuchteten, mit Schrift versehenen Papier hält. Man kann dann nichts von der Schrift wahrnehmen, neigt man aber den Kasten, so werden die Schriftzüge deutlich erkennbar.

Für die Wärme habe ich die angeführte Erscheinung nirgend erwähnt gefunden¹⁾, in Bezug auf das Licht ist sie theoretisch hergeleitet²⁾ und Prof. Bohn³⁾ hat für verschiedene Plattenzahlen die Winkel berechnet unter denen das Maximum des Lichts durch dieselben hindurchgeht, sowie auch diejenigen Winkel bestimmt, bei welchen man die grösste Menge polarisirten Lichts erhält. Er giebt an, dafs Versuche die er angestellt habe, die Resultate der Rechnung bestätigt hätten. Dagegen soll nach Beobachtungen, die Prof. Pfaff⁴⁾ etwa ein Jahr vorher mitgetheilt hat, die Polarisation des Lichts beständig mit der Zunahme des Einfallswinkels wachsen.

1) Während des Druckes dieser Abhandlung hat mir Hr. Prof. Knoblauch bei seiner Anwesenheit in Berlin mitgetheilt, dafs ihm die Erscheinung seit längerer Zeit bekannt sey.

2) Pogg. Ann. Bd. 99, S. 240 und Billet *Traité d'optique I*, p. 419.

3) Pogg. Ann. Bd. 117, S. 117.

4) Pogg. Ann. Bd. 114, S. 173.

Dafs bei gröfserer Plattenzahl die Intensität des durchgehenden Lichts gröfser ist, wenn dasselbe unter dem Polarisationswinkel auffällt, als bei senkrechter Incidenz, ergibt sich, wenn man für jede einzelne Platte nur die einmalige Reflexion und Brechung an der Vorder- und Hinterfläche derselben berücksichtigt, aus den Fresnel'schen Formeln leicht in folgender Weise:

Fällt Licht, das nicht polarisirt ist, unter dem Winkel (r) auf eine ebene, von parallelen Wänden begrenzte, durchsichtige Platte, deren Brechungsexponent $n = \frac{\sin r}{\sin \varrho}$ sey, so ist, wenn man von der Absorption durch die Substanz der Platte absieht, und die Intensität des auffallenden Lichtes $= 1$ setzt, die des reflectirten nach Fresnel¹⁾

$$\frac{1}{2} \frac{\sin^2(r-\varrho)}{\sin^2(r+\varrho)} + \frac{1}{2} \frac{\tan^2(r-\varrho)}{\tan^2(r+\varrho)}$$

und des gebrochenen:

$$\frac{1}{2} \left[1 - \frac{\sin^2(r-\varrho)}{\sin^2(r+\varrho)} \right] + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\tan^2(r-\varrho)}{\tan^2(r+\varrho)} \right].$$

In diesen Gröfsen drücken die ersten Glieder den in der Einfallsebene polarisirten Antheil, die zweiten den senkrecht auf die Ebene polarisirten aus.

Gelangt das gebrochene Licht zur hinteren Fläche der Platte, so geht von dem in der Einfallsebene polarisirten, wieder

$$1 - \frac{\sin^2(r-\varrho)}{\sin^2(r+\varrho)}$$

hindurch; folglich geht von dem auf die vordere Fläche aufgefallenen

$$\frac{1}{2} \left[1 - \frac{\sin^2(r-\varrho)}{\sin^2(r+\varrho)} \right]^2$$

hindurch, oder wenn man

$$1 - \frac{\sin^2(r-\varrho)}{\sin^2(r+\varrho)} = E$$

setzt, so ist die Intensität des aus der Platte heraustretenden, in der Einfallsebene polarisirten Lichtes

$$\frac{1}{2} E^2.$$

1) *Annales de Chim. et de Phys.* 2^{de} Ser. T. XLVI, p. 225.

Ebenso ist wenn

$$1 - \frac{\tan^2(r - \varrho)}{\tan^2(r + \varrho)} = J$$

gesetzt wird, die Intensität des aus der Platte heraustretenden und senkrecht gegen die Einfallsebene polarisirten Lichtes

$$\frac{1}{2} J^2$$

und die Intensität des gesammten durchgegangenen Lichtes

$$\frac{1}{2} (E^2 + J^2).$$

Da zwei rechtwinklig zu einander polarisirte Strahlen von gleicher Intensität keine Polarisation zeigen, so ist der polarisirt erscheinende Antheil des durchgegangenen Lichts

$$\frac{1}{2} (E^2 - J^2).$$

Geht das Licht durch mehrere parallel hinter einander befindliche Platten von derselben Beschaffenheit, so wiederholt sich der Vorgang in jeder derselben, und wenn ihre Zahl v ist, so ist die Intensität des durchgegangenen Lichtes

$$\frac{1}{2} (E^{2v} + J^{2v}).$$

Der darin polarisirt erscheinende Antheil ist

$$\frac{1}{2} (E^{2v} - J^{2v}).$$

Fällt das Licht unter dem Polarisationswinkel auf die erste Platte, so ist $r = 90^\circ - \varrho$ und dann wird

$$\frac{\tan^2(r - \varrho)}{\tan^2(r + \varrho)} = 0$$

folglich

$$J = 1;$$

ferner wird alsdann

$$\frac{\sin^2(r - \varrho)}{\sin^2(r + \varrho)} = (\sin^2 r - \cos^2 r)^2 = \cos^2 2r$$

folglich die Intensität des durch v Platten hindurchgegangenen Lichtes

$$\frac{1}{2} (\sin^2 2r + 1).$$

Wächst die Zahl der Platten, so nähert sich dieser Werth $\frac{1}{2}$; er kann aber nie kleiner werden als $\frac{1}{2}$.

Die Intensität des in diesem Falle polarisirt erscheinenden Lichtes wird dann

$$\frac{1}{2} (1 - \sin^2 2r).$$

Dieselbe nähert sich auch dem Werthe von $\frac{1}{2}$ ohne ihn jedoch jemals zu erreichen. Es ist daher das durchgegangene Licht niemals vollständig polarisirt, sondern enthält immer noch $\frac{1}{2} \sin^2 r$ unpolarisirtes beigemischt.

Für den Fall, daß das Licht senkrecht auffällt, ist nach Fresnel¹⁾ die Intensität des in die erste Platte eindringenden Lichts

$$1 - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2.$$

Es ist folglich die Intensität des aus der hinteren Fläche dieser Platte heraustretenden

$$\left[1 - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2\right]^2$$

und des aus v Platten heraustretenden

$$\left[1 - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2\right]^{2v}.$$

Da $\frac{n-1}{n+1}$ stets positiv und kleiner als Eins ist, so nimmt dieser Werth mit zunehmender Zahl der Platten beständig ab.

Hieraus ergibt sich, daß mit zunehmender Anzahl von Platten die Intensität des senkrecht hindurch gehenden Lichtes geringer wird als des Lichts das unter dem Polarisationswinkel hindurchgeht, dessen Intensität nicht unter $\frac{1}{2}$ sinken kann.

Ganz so wie für das Licht verhält es sich auch für die strahlende Wärme. Aber nicht nur, daß die auffallende Erscheinung des Durchganges derselben durch die Glimmer- und Glassäulen aus den Fresnel'schen Gleichungen sich erklärt, dieselben geben auch Aufschluß über den Vorgang bei der Austrahlung der Wärme, vorausgesetzt daß man, wie oben geschehen, annimmt, daß die Wärme nicht von der äußersten Oberfläche allein, sondern von jedem Punkte im Innern des Körpers ausgestrahlt wird.

Bezeichnet, wie oben, φ den Winkel welchen die von dem ausstrahlenden Flächenelement zu dem Thermometer

1) A. a. O. S. 234.

oder der Thermosäule gelangenden Strahlen mit der Normale dieses Flächenelements machen, und r den Winkel, welchen die Strahlen im Innern des ausstrahlenden Körpers, durch deren Brechung jene hervorgegangen sind, mit der Normale machen, so daß $\frac{\sin r}{\sin \varrho} = n$ der Brechungsexponent des ausstrahlenden Körpers für die Wärmestrahlen ist, so ist, wenn die Intensität der im Innern gegen die Oberfläche gelangenden Wärme gleich Eins gesetzt wird, die der heraustretenden

$$\frac{1}{2}(E+J)$$

und da

$$E = 1 - \frac{\sin^2(r-\varrho)}{\sin^2(r+\varrho)}$$

stets kleiner als

$$J = 1 - \frac{\tan^2(x-\varrho)}{\tan^2(r-\varrho)};$$

so ist die polarisirt erscheinende Wärme

$$\frac{1}{2}(J-E)$$

stets senkrecht gegen die Brechungsebene polarisirt.

Da ferner E und J mit veränderlichem ϱ sich nicht in gleicher Weise ändern, so ist für verschiedene Werthe von ϱ die Aenderung der beiden rechtwinklig gegen einander polarisirten Antheile verschieden, und zwar nimmt mit wachsendem ϱ der rechtwinklig gegen die Brechungsebene polarisirte Antheil J weniger schnell ab als der in dieser Ebene polarisirte E . Was den oben angeführten Beobachtungen vollkommen entspricht.

Endlich ist noch hervorzuheben, daß auch der ganze Werth $\frac{1}{2}(E+J)$ sich mit veränderlichem ϱ nicht proportional mit $\cos \varrho$ ändert; woraus folgt, daß die gesammte ausgestrahlte Wärme, sobald sie theilweis polarisirt ist, nicht mehr dem Lambert'schen Gesetze folgt.

Sehr groß scheint die Abweichung von diesem Gesetze nicht zu seyn, sonst könnte die gesammte von der glatten Scheibe ausgestrahlte Wärme sich nicht in solchem Maasse mit der von der platinirten gleich verhalten, wie es nach den ausgeführten Messungen der Fall ist.

Fasst man das Ergebniss dieser Untersuchungen zusammen, so ist zunächst durch sie bestimmt nachgewiesen, dass die Wärme, welche ein glühender Körper ausstrahlt, nur zum kleinsten Theil von seiner Oberfläche, zum bei weitem grössten aber aus seinem Innern kommt, indem jeder Punkt im Innern Wärme aussendet, welche zur Oberfläche gelangt und nachdem sie dort gebrochen worden, austritt. Ferner liefert die Verschiedenheit der Intensitäten von den beiden rechtwinklig gegeneinander polarisirten Antheilen der unter verschiedenen Winkeln ausgestrahlten Wärme einen neuen Beweis für die Gleichheit der Fortpflanzung von Wärme und Licht. Noch mehr aber ergibt sich diese aus der auffallenden Erscheinung bei dem Durchgange durch eine grössere Anzahl von parallelen diathermanen Platten, durch welche bei senkrechter Incidenz weniger Wärme hindurchgeht, als unter dem Polarisationswinkel.

Nach den bis jetzt vorliegenden Untersuchungen über die Wärme war die Annahme noch möglich, dass ausser den transversalen Oscillationen, welche aus der Polarisation der Wärme gefolgert werden müssen, auch longitudinale vorhanden seyen, oder, um es auf andere Weise auszudrücken, dass bei der Fortpflanzung der Wärme die Componente in der Richtung des Strahls eine nicht zu vernachlässigende Grösse sey. Die oben erwähnten Versuche lassen aber keinen Zweifel darüber, dass die Wärme sich ausschliesslich durch transversale Oscillationen fortpflanzt, weil sonst die Intensität der Wärme bei der Brechung und dem Durchgang durch verschiedene Platten sich nicht nach denselben Gesetzen ändern könnte, welche für das Licht aus der Voraussetzung hergeleitet sind, dass dasselbe nur auf transversalen Oscillationen beruht.

Es ist aber durch diese Untersuchung nicht allein nachgewiesen, dass die Strahlung der Wärme von einem Körper zum andern ausschliesslich auf transversalen Oscillationen beruht, sie zeigt auch, dass die Fortpflanzung im Innern der ausstrahlenden Substanzen gleichfalls durch solche

Oscillationen vor sich geht, und wahrscheinlich beruht die Leitung innerhald der Körper ausschliesslich auf dieser Art von Bewegungen.

**VIII. Ueber den Einfluss der Absorption der Wärme auf die Bildung des Thaus;
von G. Magnus.**

Da die Wärme von den Körpern in demselben Maasse ausgestrahlt wie sie von ihnen absorbiert wird, so ist durch die Bestimmung ihres Ausstrahlungsvermögens auch ihr Absorptionsvermögen gegeben und umgekehrt durch die Absorption die Ausstrahlung. Bei festen Körpern kann man die eine oder die andere Bestimmung leicht ausführen. Bei tropfbaren Flüssigkeiten hat die Bestimmung der Ausstrahlung Schwierigkeiten; denn da man nur die Oberfläche frei d. i. von keinem festen Körper bedeckt anwenden kann, so lässt sich auch die Ausstrahlung nur nach oben beobachten, und dabei stören die aufsteigenden Luftströmungen. Eine dünne, an einer festen verticalen Wand haftende Schicht von Flüssigkeit, wie man sie bei dem Leslie'schen Würfel angewendet hat, ist zur Bestimmung der Ausstrahlung nicht brauchbar, weil sie nicht überall dieselbe Dicke hat, und selten alle Stellen der festen Wand bedeckt, ausserdem ist sie so dünn dass sie die Strahlen dieser Wand selbst durchlässt, so dass man nicht die Wirkung der Flüssigkeit allein, sondern mit ihr, die der festen Wand erhält. Bei luftförmigen Körpern ist die Schwierigkeit noch grösser, weil man sie ohne jede feste Wand anwenden muss. Dennoch habe ich einige Bestimmungen der Ausstrahlung von trockner und feuchter Luft und einigen andern Gasen und Dämpfen ausgeführt. Man hat nämlich bisher bei diesen Körpern ihre Absorption und Ausstrahlung nur durch ihr Vermögen die Wärme durchzulassen

bestimmt. Zu dem Ende hat man sie in Röhren eingeschlossen, die an ihren beiden Enden durch Steinsalzplatten verschlossen waren. Allein für den Wasserdampf tritt dabei der Uebelstand ein, daß derselbe an den Wänden des Steinsalzes verdichtet wird, und da bekanntlich die allerdünste Schicht des Wassers nur eine außerordentlich geringe Menge von Wärme durchläßt, so wird durch jene dünne Schicht von Wasser das Resultat beeinträchtigt. Um diesem Uebelstande zu begegnen, habe ich die Steinsalzplatten ganz vermieden, indem die Thermosäule innerhalb einer vertical stehenden Röhre angebracht war, deren oberer, aus sehr dünnem Glase bestehender Verschluss unmittelbar von außen erhitzt wurde, und als Wärmequelle diente. Da indess die nach dieser Methode für den Wasserdampf von mir erhaltenen Resultate ganz von denen abweichen, welche Hr. Tyndall bei Anwendung von Steinsalzplatten gefunden hat, und dieser Physiker, obgleich der Einfluß der Steinsalzplatten leicht zu constataren ist, immer wieder darauf zurückkommt, daß die Wärme von dem Wasserdampf mehrere Tausendmal stärker absorbiert werde als von der Luft, und da dieses außerordentliche Absorptionsvermögen des Dampfes theils von ihm selbst, theils von Andern zur Erklärung verschiedener, für die Meteorologie und die Physik der Erde wichtiger Erscheinungen bereits zu Grunde gelegt worden ist, so erachtete ich es als eine mir obliegende Pflicht, womöglich auf eine andere Weise die Absorption der Wärme durch den Wasserdampf mit der durch die Luft zu vergleichen. Hierfür schien die Vergleichung ihrer Ausstrahlung sich besonders zu eignen, weil dabei alle festen Wände vermieden werden konnten.

Eine solche Vergleichung hat schon Hr. Frankland in London vorgenommen¹⁾ und in einer Abhandlung *„Ueber die physikalische Ursache der Eiszeit“* beschrieben. Er sagt daselbst, er habe ein einfaches Verfahren erdacht die Ausstrahlung des Wasserdampfs experimentell zu erweisen,

1) Pogg. Ann. Bd. CXXIII S. 418.

so daß viele Personen auf einmal den Effect sehen können. Ein Holzkohlenöfchen, 14 Zoll hoch und 6 Zoll im Durchmesser, wird von einer Thermosäule zwei Fuß entfernt aufgestellt, und die Strahlung des Oefchens und der Kohlen wird durch einen doppelten Metallschirm von der Säule abgehalten. Nachdem die durch die Ausstrahlung der aufsteigenden und erhitzten Kohlen bewirkte Ablenkung des Galvanometers sorgfältig mittelst der Strahlung einer constanten Wärmequelle gegen die andere Seite der Säule neutralisirt worden, läßt man einen Dampfstrom durch ein lothrecht den Ofen durchsetzendes Eisenrohr aufsteigen. Augenblicklich weicht das Galvanometer viel stärker ab als vor der Compensation wo es der vollen Ausstrahlung der erhitzten Luft und Kohlensäure ausgesetzt war. Bei Unterbrechung des Dampfstroms kehrt die Nadel sogleich auf Null zurück. Wenn nun statt des Dampfes ein Luftstrom durch das Rohr getrieben wurde, erfolgte entweder gar keine Ablenkung oder eine schwache in entgegengesetzter Richtung. Die Hitze des Ofens verhindert die Condensation des Dampfes.

Die Behauptung, daß die Hitze des Ofens die Condensation vermieden habe, setzt voraus, daß der aufsteigende Dampf sich in der Mitte der gleichzeitig erwärmten Luft gehalten habe. Wenn er sich mit ihr gemischt haben sollte, so mußte er an ihrem Rande, wo er mit kälterer Luft in Berührung kam, condensirt und in Nebel verwandelt werden. Ob aber eine Condensation stattgefunden, ob Nebel vorhanden waren, welche ihre Wärme gegen die Thermosäule strahlten, darauf kommt es hier allein an; denn daß der Nebel die Wärme sehr gut absorbiert und folglich auch eben so gut ausstrahlt, hat wohl niemals Jemand bezweifelt. Es schien mir deshalb wünschenswerth den Versuch in veränderter Form anzustellen und die Ausstrahlung der trocknen Luft mit der feuchten, sowie mit einigen andern Gasen und Dämpfen zu vergleichen.

Zu dem Ende wurden die Luftarten oder die Dämpfe, deren Ausstrahlung untersucht werden sollte, durch ein

Rohr aus Messing *ab* Tafel VII geleitet, das 15^{mm} inneren Durchmesser hatte, und horizontal befestigt war. Durch Gasflammen *FF* wurde dasselbe bis zur Rothglühhitze erwärmt. Das eine Ende desselben war nach oben gebogen, damit die erwärmte Luft senkrecht in die Höhe strömte. In der Entfernung von 400^{mm} von diesem aufsteigenden Luftstrom war die mit ihren beiden conischen Reflectoren versehene Thermosäule *T* aufgestellt. Sie befand sich, um sie gegen seitliche Bestrahlung zu schützen, innerhalb eines Kastens *cdfg* aus Pappe, der ein Meter lang und 0,6 Meter hoch und ebenso breit war. Derselbe war, um jeden Luftzug abzuhalten, von einem zweiten Kasten *CDFG* umgeben, der aus einem leichten Gestell von Holz bestand, das mit Decken behangen war. Die vordere, dem heißen Luftstrom zugewandte Seite *CF* dieses Kastens war aus blankem Zinkblech. Vor dieser war noch ein doppelter Metallschirm *KK* angebracht, um die Wärme des erhitzten Rohres abzuhalten. In der Zinkwand befand sich eine Oeffnung *p* von 50^{mm} Höhe und 25^{mm} Breite, deren Mitte in der Verlängerung der Axe der Thermosäule lag. Der in die Höhe gebogene Theil *a* des Messingrohrs, aus welchem die erwärmte Luft ausströmte, befand sich in einem Abstände von 45^{mm} von der Wand des Kastens, lag aber so tief unter der erwähnten Oeffnung *p*, daß keine Wärmestrahlen von demselben zur Säule gelangen konnten. Der horizontale Theil dieses Rohres *ab* machte einen Winkel von 40° mit der Ebene der Wand *CF*, damit weder die Flammen, welche zum Heizen dienten, noch die aus diesen aufsteigenden Producte der Verbrennung, namentlich die Kohlensäure, gegen die Säule strahlen konnten, zugleich wurde dadurch erreicht, daß der erhitzte Theil des Rohrs so weit als möglich von der Wand entfernt war. Trotz dieser Entfernung des Rohrs und der angebrachten Schirme, erwärmte sich doch die vordere Wand des Kastens und strahlte gegen die Säule. Um den dadurch entstehenden Strom wieder aufzuheben, war dem abgewandten Conus gegenüber ein Gefäß *H* angebracht, in welchem Wasser durch ein-

gelei
mitte
lich
Hr.
habe
stark
2
Zufu
allm
sie
Den
terso
der
nimm
sie
ihre
Auw
aus,
im
gen
wur
Blas
eint
gerä
cali
sätti
beli
mitt
dur
wer
ratur
wer
erfa
war
Kug

geleitete Dämpfe im Kochen erhalten wurde. Durch einen mittelst einer Schraube beweglichen Schirm *ss*, wurde ähnlich wie es Hr. Tyndall bei seinen Untersuchungen und Hr. Frankland bei dem oben erwähnten Versuch gemacht haben, der Conus so weit abgeblendet, daß stets ein gleich starker Strom in entgegengesetzter Richtung entstand.

Zu dieser Methode der Compensation muß man seine Zuflucht in solchen Fällen nehmen, in denen, wie hier, eine allmähliche Erwärmung der Säule nicht zu vermeiden ist; sie steht aber sonst der von Melloni benutzten nach. Denn die Wirkung der Säule ist abhängig von dem Unterschied ihrer Temperatur und der der Wärmequelle von der sie bestrahlt wird. Bleibt die letztere constant, so nimmt die Säule um so weniger Wärme auf, je wärmer sie selbst ist; ändert sich daher ihre Temperatur, so sind ihre Angaben nicht mehr unter einander vergleichbar. Die Anwendung der Compensations-Methode setzt deshalb voraus, daß die Temperaturveränderungen, welche die Säule im Laufe der Zeit erfährt, gering sind gegen die Wirkungen die gemessen werden sollen.

Die Luft, deren Ausstrahlung untersucht werden sollte, wurde mittelst eines mit der Röhre *m* in Verbindung stehenden Blasebalgs in das Messingrohr gedrückt. Bevor sie in dasselbe eintrat, gieng sie, wenn sie trocken seyn sollte, durch ein geräumiges Gefäß *L*, das mit Stücken geschmolzenen Chlorcalciums gefüllt war, oder wenn sie mit Wasserdämpfen gesättigt seyn sollte, durch Wasser, das in einem Kolben *R* beliebig erwärmt werden konnte. Die Verbindung war mittelst Hähnen so hergestellt, daß die Luft nach Belieben durch das Chlorcalcium oder durch das Wasser geleitet werden konnte.

Um sicher zu seyn, daß in beiden Fällen die Temperatur der ausströmenden Luft, wenn auch nicht genau, doch wenigstens annähernd dieselbe war, und um zugleich zu erfahren, wie hoch die Temperatur der ausstrahlenden Luft war, wurde ein Thermometer so angebracht, daß seine Kugel sich mitten in dem aufsteigenden Luftstrom und vor

der Mitte der Oeffnung befand, durch welche die Wärme in den Kasten und gegen die Säule strahlte. Diese Stelle lag in der Höhe von 60^{mm} über der Ausströmungsöffnung des Messingrohrs. Dasselbst zeigte das Thermometer 220 bis 230° C. Darauf wurde es in der Höhe von 180^{mm} über der Ausströmungsöffnung angebracht, wo es noch 120 bis 130° C. zeigte. An dieser letzteren Stelle befand es sich stets während der Versuche. Von derselben konnte es weder gegen die Säule strahlen, noch hinderte es den aufsteigenden Luftstrom. An beiden Stellen blieb die Temperatur dieselbe, es mochte trockne oder feuchte Luft durch das Rohr gehen, vorausgesetzt, daß der Druck derselbe blieb, unter dem die Luft durch das Messingrohr strömte. Bei den andern zu erwähnenden Gasen, welche bei π zuströmten, war der Druck unter dem sie in die erhitzte Röhre gelangten, so geregelt, daß das Thermometer in der Höhe von 180^{mm} gleichfalls auf der Temperatur von 120 bis 130° blieb.

Wurde trockne atmosphärische Luft durch das erhitzte Messingrohr geblasen, so brachte diese eine höchst geringe Wirkung auf die Säule hervor. Der Ausschlag des sehr empfindlichen Galvanometers betrug etwa 3^{mm} oder Scalentheile¹⁾. War die Luft durch den Kolben mit Wasser gegangen, so blieb der Ausschlag fast unverändert, er steigerte sich nur um etwa 3 bis 5 Scalentheile.

Wurde statt der atmosphärischen Luft trockne Kohlensäure durch die glühende Messingröhre geleitet, so betrug der Ausschlag des Galvanometers 100 bis 120 Scalentheile.

Gewöhnliches Leuchtgas lieferte nahe denselben Ausschlag.

Wurde atmosphärische Luft durch den Kolben geleitet während das Wasser in demselben auf 60 bis 80° C. erwärmt war, so bewirkte die so mit Wasserdämpfen gesättigte Luft einen Ausschlag, der unregelmäßig war und bisweilen bis zu 20^{mm} anwuchs, aber sehr allmählich, während

1) Das Galvanometer war dasselbe, welches in Pogg. Ann. Bd. CXXIV S. 479 beschrieben ist.

die A
gas h
zum
dem
die D
dieser
vorha
Abkül
Stück
sehr v
dämpf
gewie
wurde
W
dafs
das G
lenthe
durch
ben a
ten R
Nebel
Galva
theile
Aus d
eintra
Vorrü
auch
Gränz
wegen
nehm
waren
Sicher
achter
Fernr
kündig
Ich
Vorris

die Ausschläge, welche die Kohlensäure und das Leuchtgas hervorbrachten, plötzlich eintraten und schnell sich bis zum Maximum steigerten. Man könnte glauben, daß von dem Kolben bis zu der erhitzten Stelle des Messingrohrs die Dämpfe sich soweit niedergeschlagen hätten, daß an dieser Stelle nur noch wenig oder gar kein Dampf mehr vorhanden war. Aber abgesehen davon, daß eine solche Abkühlung auf jenem Wege unmöglich war, weil das kurze Stück von dem Kolben bis zu dem glühenden Rohr stets sehr warm war, so konnte die große Menge von Wasserdämpfen leicht dadurch in der ausstrahlenden Luft nachgewiesen werden, daß eine Glasplatte in dieselbe gebracht wurde, auf die sich sogleich Wasser reichlich niederschlug.

Wenn das Wasser in dem Kolben so stark kochte, daß sich in der ausströmenden Luft Nebel zeigten, so gab das Galvanometer einen Ausschlag von mehr als 100 Scalentheilen. Derselbe Erfolg fand statt wenn keine Luft durch den Kolben geleitet wurde, das Wasser in demselben aber so stark kochte, daß der Dampf aus der erhitzten Röhre strömte, wobei sich dann aber gleichfalls jedesmal Nebel zeigten. Waren keine Nebel sichtbar, so gab das Galvanometer keinen größeren Ausschlag als 20 Scalentheile, die Luft mochte noch so viel Dämpfe enthalten. Aus der Art wie dieser verhältnismäßig geringe Ausschlag eintrat, aus seiner Unregelmäßigkeit und dem langsamen Vorrücken der Nadel, ist man versucht zu schliessen, daß auch dieser auf einer Bildung von Nebeln beruhte, die an der Gränze des aufsteigenden Stromes sich bildeten und nur wegen ihrer geringen Menge für das Auge nicht wahrnehmbar waren. Sobald der größere Ausschlag eintrat, waren die Nebel jedesmal sichtbar. Sie sind mit solcher Sicherheit wahrzunehmen, daß stets, wenn der eine Beobachter die Nebel zuerst bemerkte, der andere, an dem Fernrohr befindliche, die Bewegung des Galvanometers ankündigte.

Ich glaubte, daß unter Anwendung der sehr sinnreichen Vorrichtung, welche Hr. Toepler in einer besondern Schrift

„Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode“ unter dem Namen *Schlierenapparat* beschrieben hat, die Nebel sich noch leichter würden beobachten lassen, indess fand ich bald, daß diese künstliche Vorrichtung hier keinen Vortheil gewährt, zumal eine Täuschung in Betreff des Auftretens der Nebel gar nicht möglich war.

Auch haben mehrere meiner Freunde, welche zu verschiedenen Zeiten bei den Versuchen anwesend waren, namentlich die HH. Dove, du Bois-Reymond, Hofmann, Poggendorff, Quincke, Riefs, sich überzeugt, daß die Luft, wenn sie bei gewöhnlicher Temperatur sich mit Wasserdämpfen gesättigt hatte, keinen größern Ausschlag als etwa 3^{mm} hervorbrachte, und wenn sie bei höherer Temperatur die Dämpfe aufgenommen, doch keinen größeren Ausschlag als 20^{mm} erzeugte, daß nur, wenn Nebel sichtbar wurden, der Ausschlag nahe so viel betrug wie von Kohlensäure, nämlich mehr als 100^{mm}. Außer den Genannten hat auch Hr. Dr. Kundt, dessen Unterstützung ich mich bei dieser Untersuchung zu erfreuen hatte, sich von der Richtigkeit dieser Angaben überzeugt.

Aus diesen Versuchen geht, wie ich glaube, hervor, daß die Ausstrahlung des *durchsichtigen* oder *eigentlichen* Wasserdampfs ungleich geringer als die von kohlensaurem Gase oder von Leuchtgas ist, und unbedeutend größer als von trockner atmosphärischer Luft. Daraus folgt, daß auch das *Absorptionsvermögen* der Luft, welche *durchsichtige* Dämpfe enthält oder damit gesättigt ist, wenig von dem der trocknen verschieden ist, und daß die Luft nur, wenn nebelartiger d. i. condensirter Dampf in ihr vorhanden ist, die Wärme gut ausstrahlt und eben so gut absorbiert.

Die Dämpfe der meisten anderen Flüssigkeiten oxydiren sich wenn sie mit atmosphärischer Luft gemischt durch das glühende Rohr gehen, oder wenn sie erhitzt aus demselben in die Luft treten. Besonders leicht oxydiren sich die Dämpfe von *Aethyläther*. Ging die Luft durch den Aether, der die Temperatur des Zimmers von 15° C. hatte, so war beim Heraustreten aus der glühenden Röhre der

Geruch
bar, da
öffnung
der D
Erwär
vanom

Gin
betrug
War o
der A
diesem
der de
momet
holdäm
Eb

bei An
Gin
sie ein
hervor
so bil
wenig
nahe z
schlag

Me
wenn
von 60
die Ox
finden

Gin
Aussch
erwär

Du
von 30
hitzt, v

Ein
schien
chere

Geruch von Aldehyd und Essigäther sogleich wahrnehmbar, dabei stieg das Thermometer über der Ausströmungsöffnung sehr bedeutend, was auf eine fortgesetzte Oxydation der Dämpfe ausserhalb des Rohrs schliessen liess. Der Erwärmung entsprechend war auch der Ausschlag des Galvanometers so gross, dass er nicht beobachtet werden konnte.

Ging die Luft durch absoluten *Alkohol* von 15° C., so betrug der Ausschlag des Galvanometers nur etwa 30^{mm} . War derselbe bis zu seinem Kochpunkt erwärmt, so stieg der Ausschlag auf 80 bis 100^{mm} . Es fand zwar auch bei diesem eine Oxydation statt, aber sie war im Vergleich zu der des Aethers nur gering. Auch blieb der Stand des Thermometers ungeändert, es mochte dampffreie oder mit Alkoholdämpfen gesättigte Luft aus dem Rohre heraustreten.

Ebenso verhielt es sich in Bezug auf die Temperatur bei Anwendung der folgenden Flüssigkeiten.

Ging die Luft durch *Amylalkohol* von 15° C., so brachte sie einen kaum bemerkbaren Ausschlag des Galvanometers hervor. Da dieser Alkohol erst bei 130 bis 132° C. kocht, so bildeten sich beim Hindurchleiten der Luft nur sehr wenig Dämpfe. War er, wenn die Luft hindurchging, bis nahe zu seinem Kochpunkt erwärmt, so entstand ein Ausschlag von 60 bis 80^{mm} .

Methylalkohol, der schon bei 65° C. kocht, erzeugte, wenn er von 15° C. angewendet wurde, einen Ausschlag von 60^{mm} , war er bis zu seinem Kochpunkt erhitzt, so war die Oxydation so bedeutend, dass keine Beobachtung stattfinden konnte.

Ging die Luft durch kalten *Essigäther*, so betrug der Ausschlag 30 bis 50^{mm} . War er bis zu seinem Kochpunkt erwärmt, 200 bis 220^{mm} .

Durch *Borsäureäther* von 15° C. wurde ein Ausschlag von 30^{mm} erhalten, war er bis zu seinem Kochpunkte erhitzt, von 100 bis 110^{mm} .

Eine grössere Anzahl von Dämpfen zu untersuchen schien überflüssig, da wegen ihrer leichten Oxydation sichere Resultate zu erhalten unmöglich war. Zur Beurthei-

lung des Ausstrahlungsvermögens der Wasserdämpfe bietet die Kohlensäure wegen ihrer Unveränderlichkeit einen viel sicherern Anhaltspunkt als irgend ein Dampf. Der Vergleich mit dieser aber zeigt, wie schon oben bemerkt, in sehr bestimmter Weise, daß der Wasserdampf in seinem durchsichtigen Zustande ein nur sehr wenig größeres Ausstrahlungsvermögen für die Wärme besitzt als die trockne atmosphärische Luft, und daß daher auch das Absorptionsvermögen beider wenig von einander verschieden ist.

Aber ich glaube es hätte dieser Versuche nicht bedurft. Ein sehr bekanntes Phänomen das auf der Ausstrahlung der Wärme beruht, liefert einen schlagenderen Beweis für die geringe Absorptionsfähigkeit des Wasserdampfs als alle Versuche in den Laboratorien. Wäre der Wasserdampf in der That ein so guter Absorbent der Wärme, wie Hr. Tyndall behauptet, so würde es niemals thauen können, denn der für den Thau unerlässliche Wasserdampf würde gleichsam eine Decke über der Oberfläche der Erde bilden und würde ihre Ausstrahlung verhindern. Aber gerade da wo die Atmosphäre besonders wasserreich ist, in den Tropen, bildet sich der Thau vorzugsweise, und jene Gegenden würden, wie bekannt, aller Fruchtbareit entbehren, wenn den Pflanzen nicht durch den Thau Feuchtigkeit zugeführt würde. Wollte man einwenden, daß der Dampf die Wärme zwar absorbire, davon aber nur einen Theil zur Erde zurück, den größeren hingegen von derselben fort in die höheren Schichten der Atmosphäre strahle, so würde dieser Vorgang der theilweisen Ausstrahlung sich von Schicht zu Schicht wiederholen, und in Folge davon müßte die Temperatur in den verschiedenen Schichten mit der Höhe abnehmen. Dies ist aber bekanntlich beim Thauen nicht der Fall, vielmehr sinkt die Temperatur nur zunächst der gut ausstrahlenden Oberfläche der Erde und ist wenige Füsse über derselben nicht niedriger als über einer schlecht ausstrahlenden Stelle die nicht bethaut. Außerdem würde, da sämtliche Schichten der Atmosphäre, so wie sie einen Theil ihrer Wärme von der Erde fortstrah-

len, I
Abku
so
beileg
gestra
mächt
lich
wesh
denk
daß
ken
kehr
durch
in ih
verhin
der i
D
zeit
gen a
herlei
lichen
es d
Inseln
der S
Himm
V
Coo
achte
groß
hang
Was
geföh
tigen
wird,

1) C
2) F
VI

len, auch einen andern zu derselben zurückstrahlen, eine Abkühlung unmöglich seyn. Besäße der Wasserdampf ein so großes Absorptionsvermögen, wie ihm Hr. Tyndall beilegt, so könnte nur außerordentlich wenig von der ausgestrahlten Wärme bis zu den Wolken gelangen, da die mächtige, bis zu diesen reichende Dampfschicht sie sämmtlich absorbiren würde. Es wäre dann nicht zu erklären weshalb die Wolken das Thauen verhindern. Seit Wells denkwürdigen Untersuchungen nimmt man allgemein an, daß die Wärmestrahlen fast ungeschwächt bis zu den Wolken gelangen und von diesen reflectirt zur Erde zurückkehren, fände ein solcher, fast ungehinderter Durchgang durch die feuchte Luft nicht statt, so könnten die Wolken in ihrer großen Entfernung die Ausstrahlung nicht ebenso verhindern wie ein Brett oder ein anderer fester Körper der in geringer Entfernung über der Erde sich befindet.

Die Folgerungen welche Hr. Frankland für die Eiszeit und Hr. Tyndall für gewisse klimatische Erscheinungen aus der großen Absorptionsfähigkeit des Wasserdampfes herleiten, bleiben unverändert, wenn man statt des wirklichen Dampfes den nebel förmigen setzt. Denn dieser ist es der zur Erhaltung des schönen Grüns der brittischen Inseln beiträgt, indem er sowohl die brennenden Strahlen der Sonne mäßigt als große Kälten, die nur bei klarem Himmel und starker Ausstrahlung auftreten, verhindert.

Vor Kurzem haben die HH. Secchi in Rom¹⁾ und Cooke²⁾ zu Cambridge in Amerika das von ihnen beobachtete Auftreten gewisser Linien im Sonnenspectrum bei großem Feuchtigkeitsgehalt der Atmosphäre in Zusammenhang gebracht mit der Absorption der Wärme durch den Wasserdampf. Abgesehen davon, daß, wie die oben angeführten Versuche zeigen, die Wärme von den durchsichtigen Wasserdämpfen nur außerordentlich wenig absorbiert wird, so entspricht auch die Absorption des Lichtes an den

1) *Comptes rendus*, T. LX, p. 379.

2) *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, Vol. VII, January 1866.

Stellen der wenigen dunklen Linien, welche bei feuchter Luft auftreten, verglichen mit der Lichtintensität des gesammten Spectrums, keineswegs einer so großen Absorption der Wärme, wie sie nach Hrn. Tyndall stattfinden soll. Mit größerem Recht könnte man umgekehrt behaupten, daß gerade die geringe Abnahme der Lichtintensität bei feuchter aber vollkommen durchsichtiger Luft eine Bestätigung dafür liefert, daß auch die Wärmestrahlen sehr wenig von solcher Luft absorbiert werden.

Wie sehr man sich daher auch bemüht den durchsichtigen Wasserdämpfen ein sehr großes Absorptionsvermögen für die Wärme beizulegen, so geht doch aus den angeführten Versuchen, noch mehr aber aus den Erscheinungen des Thaus hervor, daß die starke Absorption nicht den durchsichtigen, sondern nur den nebelförmigen Dämpfen zukommt.

IX. Beitrag zur Kenntniss der Zinnselenide; von R. Schneider.

Schon Berzelius¹⁾ hat beobachtet, daß Zinn und Selen unter Feuererscheinung leicht zusammenschmelzen. Nach Uelsmann²⁾ wird beim Erhitzen von Zinn mit überschüssigem Selen Einfach-Selenzinn erhalten. Es ist nach ihm hellgrau, metallglänzend, von grobblättrig krystallinischem Bruch und leicht spaltbar; im Glasrohr schmilzt es nicht, zersetzt sich nicht beim Erhitzen in Wasserstoffgas und verbrennt an der Luft, ohne zu schmelzen, unter Entwicklung von Selen zu Zinnsäure.

Das durch Fällen einer Zinnchlorürlösung mit Selenwasserstoff erhaltene Einfach-Selenzinn ist nach Uelsmann (l. c.) ein dunkelbrauner Niederschlag, der nach

1) Lehrbuch Bd. II, S. 603.

2) Annal. d. Chem. u. Pharm. Bd. 116, S. 124.

dem Trocknen ein fast schwarzes, zartes Pulver darstellt und der in kaustischen Alkalien und Schwefelalkalimetallen löslich ist.

Das Zweifach-Selenzinn ist gleichfalls zuerst von Berzelius dargestellt worden. Er erhielt es beim Fällen einer Zinnchloridlösung mit Selenwasserstoff als einen dunkelgelbrothen, nach dem Trocknen hellrothbraunen Niederschlag, der beim Erhitzen in Wasserstoffgas die Hälfte des Selens verlor, sich in Einfach-Selenzinn verwandelnd. Die Angaben von Berzelius über diesen Gegenstand sind in neuerer Zeit durch Uelsmann (l. c.) bestätigt worden.

Auf trockenem Wege ist die Darstellung des Zweifach-Selenzinns bisher nicht gelungen. Die Angabe von Little¹⁾, wonach beim Erhitzen von Zinn in Selendampf sich Zweifach-Selenzinn bilden soll, scheint auf einem Irrthum zu beruhen, — ist auch bereits auf Grund der späteren Beobachtungen von Uelsmann durch Wöhler²⁾ berichtigt worden.

1. Krystallisirtes Einfach-Selenzinn.

Das durch Zusammenschmelzen von Zinn und Selen dargestellte rohe Einfach-Selenzinn ist gewöhnlich nicht genau nach der Formel SnSe zusammengesetzt und kann es auch nicht seyn, da man bei der Darstellung einen geringen Ueberschufs des einen oder des anderen Elementes mit Sicherheit zu vermeiden nicht im Stande ist. Die im Folgenden beschriebene Methode gestattet die Darstellung eines reinen und zwar krystallisirten Einfach-Selenzinns.

Schon vor längerer Zeit habe ich gezeigt, dafs gewisse Schwefelmetalle sich in den entsprechenden Chloriden bei höherer Temperatur in erheblicher Menge auflösen und dafs aus solchen Lösungen beim Erkalten das Schwefelmetall entweder verbunden mit dem Chloride oder für sich herauskrystallisirt. So löst Quecksilberchlorid, im zugeschmolzenen Glasrohr bis zum Sieden erhitzt, etwa $\frac{1}{10}$ seines Ge-

1) Annal. d. Chem. u. Pharm. Bd. 112, S. 213.

2) Annal. d. Chem. u. Pharm. Bd. 116, S. 122 Note.

wichts Zinnober auf und läßt beim Erkalten die Verbindung 2HgS , HgCl herauskrystallisiren¹⁾; schmelzendes Chlorwismuth oder Ammonium-Wismuthchlorid löst Dreifach-Schwefelwismuth und giebt beim Erkalten die in hübschen kleinen Nadeln anschießende Verbindung 2BiS_2 , BiCl_2 ²⁾; bis gegen seinen Siedepunkt erhitztes wasserfreies Zinnchlorür löst eine nicht unbedeutende Menge von Einfach-Schwefelzinn, das sich während des Erkaltes der Lösung in dunkelbleigrauen, glänzenden Krystallen ausscheidet³⁾. Dieses letztere Verhalten bietet den sichersten Weg zur Darstellung eines chemisch reinen Einfach-Schwefelzinns.

Es war zu vermuthen, daß auf ähnliche Weise chemisch reines Einfach-Selenzinn erhalten werden könne. Diese Vermuthung hat sich vollkommen bestätigt gefunden.

Trägt man gepulvertes rohes Einfach-Selenzinn, durch Erhitzen eines innigen Gemenges von 3 Theilen Zinnfeile und 2 Theilen Selen erhalten, in schmelzendes Zinnchlorür ein, so löst es sich in ziemlich bedeutender Menge darin auf. Die Lösung hat eine dunkelbraune Farbe und ist in dünnen Schichten vollkommen durchsichtig. Während des Erkaltes erfüllt sich dieselbe mit zahlreichen, glänzenden kleinen Krystallen von Einfach-Selenzinn. Um diese für sich zu gewinnen, braucht man den erstarrten, in grobe Stücke zerschlagenen Salzkuchen nur mit salzsauerm Wasser zu übergießen und einige Zeit unter häufigem Bewegen damit in Berührung zu lassen. Das Zinnchlorür löst sich, das Selenzinn scheidet sich am Boden des Gefäßes ab, zum Theil als braunes Pulver, zum größeren Theil in kleinen, lebhaft glänzenden Krystallen. Diese letzteren können durch Schlämmen, Anfangs mit salzsauerm, zuletzt mit reinem Wasser leicht und vollständig von dem braunen Pulver getrennt werden.

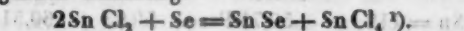
Mit gleicher Leichtigkeit wird krystallisirtes Einfach-

1) Diese Annalen Bd. 95, S. 167.

2) Diese Annalen Bd. 93, S. 464.

3) Diese Annalen Bd. 96, S. 169.

Selenzinn erhalten, wenn man in schmelzendes wasserfreies Zinnchlorür fein pulverisirtes Selen einträgt und so lange erhitzt, bis die flüssige Masse in dünnen Schichten klar und durchsichtig erscheint. Während des Erhitzens entweicht eine große Menge von Zinnchlorid. Die Wirkung des Selen auf das Zinnchlorür verläuft demnach im Sinne der folgenden Gleichung:



Das hierbei entstehende Einfach-Selenzinn löst sich im Ueberschuß des angewandten Zinnchlorürs und krystallisirt daraus beim Erkalten²⁾.

Das krystallisirte Einfach-Selenzinn bildet kleine, lebhaft metallglänzende Prismen (Blättchen) von stahlgrauer Farbe. Es ist, abgesehen von seiner etwas dunkleren Farbe, dem krystallisirten Einfach-Schwefelzinn äußerst ähnlich und wahrscheinlich auch isomorph mit diesem. Das spec. Gewicht desselben habe ich (bei 15°) zu 5,24 bestimmt.

Bei der Analyse der Verbindung wurden folgende Resultate erhalten.

- 1) 0,714 Grm., so lange bei freiem Luftzutritt erhitzt, bis keine Gewichtsveränderung mehr stattfand, gaben 0,544 Grm. Zinnsäure von graugelber Farbe.
- 2) 1,037 Grm. wurden zunächst durch Rösten von der größten Menge des Selen befreit; der noch selenhaltige Rückstand wurde mit dem Sechsfachen eines Gemenges von Soda und Schwefel geschmolzen, die erkaltete Masse in Wasser gelöst, die Lösung mit Salzsäure gefällt und der Niederachlag nach dem Auswaschen und Trocknen anhaltend bei Luftzutritt ge-

- 1) $\text{Sn} = 118. \text{Se} = 79,5.$
- 2) Es möge hier beiläufig bemerkt werden, daß sich Schwefel gegen wasserfreies Zinnchlorür ganz ebenso verhält wie Selen: es bildet sich unter Entweichen von Zinnchlorid Einfach-Schwefelzinn, das sich im Ueberschuß des Zinnchlorürs auflöst und sich beim Erkalten der Masse in Krystallen ausscheidet. — Diese Beobachtung stimmt mit einer älteren Angabe von Proust, wonach die Wirkung im Sinne der folgenden Gleichung $2\text{Sn Cl}_2 + \text{S}_2 = \text{Sn S}_2 + \text{Sn Cl}_4$ verlaufen soll, nicht überein.

glüht. Dabei wurden 0,798 Grm. Zinnsäure erhalten.

Die gefundenen Zahlen stehen mit der Formel SnSe in genügender Uebereinstimmung, wie die folgende Zusammenstellung zeigt:

	Berechnet	Gefunden:
$\text{Sn} = 118$	59,75 Proc.	59,93
$\text{Se} = 79,5$	40,25	60,51
	197,5	100,00.

Das krystallisirte Einfach-Selenzinn wird von Salzsäure selbst beim Sieden nur sehr langsam und träge unter Entwicklung von wenig Selenwasserstoff angegriffen.

Dagegen erfährt es durch siedende, wässrig concentrirte Salpetersäure eine bemerkenswerthe Veränderung: es färbt sich nämlich dadurch, ohne daß die Krystallblättchen ihre Gestalt und ihren Glanz verlieren, schön kupferroth. Unterwirft man, wenn diese Farbenveränderung eingetreten ist, die Blättchen einer sorgfältigen mikroskopischen Betrachtung, so findet man in denselben, namentlich in den größeren, noch einen deutlich wahrnehmbaren dunkeln Kern von schwarzgrauer Farbe, — offenbar unverändertes Einfach-Selenzinn, das sich der Wirkung der Salpetersäure entzogen hatte. Führt man nun fort, die kupferrothen Blättchen mit Salpetersäure zu kochen, so wird die Farbe allmählich heller und heller; die Blättchen zeigen unter dem Mikroskope keinen dunkeln Kern mehr, dagegen farblose durchscheinende Ränder und endlich nach sehr lange fortgesetztem Kochen mit Salpetersäure erscheinen sie durch die ganze Masse farblos. Sie sind nun vollständig in Zinnsäure verwandelt. — Ich habe nicht finden können, daß die Reaction in irgend einem Zeitpunkte anhält und ein Zersetzungsproduct von constanter Zusammensetzung erhalten wird. Der Verlauf der Reaction dürfte wesentlich der seyn, daß sich das Zinn unter Ausscheidung des Selens allmählich in Zinnsäure verwandelt; das vorübergehend ausgeschiedene Selen bedingt die rothe Farbe der Krystallblättchen und diese verschwindet

in dem Maasse, als das Selen durch die Salpetersäure in selenige Säure verwandelt und als solche aufgelöst wird.

Durch Königswasser wird das krystallisirte Einfach-Selenzinn leicht und vollständig zersetzt, ohne einen Rückstand zu hinterlassen.

Durch Ammoniakflüssigkeit und mäßig concentrirte Natronlösung erfährt es; selbst beim Sieden, kaum eine bemerkbare Veränderung. Durch diese Schwerzersetzbarkeit in den Lösungen ätzender Alkalien unterscheidet sich das krystallisirte wesentlich von dem auf nassem Wege dargestellten Einfach-Selenzinn. — Von Schwefel- und Selenalkalimetallen dagegen wird auch die krystallisirte Verbindung leicht mit rother Farbe aufgelöst.

Bei Luftabschluss erhitzt, verträgt das krystallisirte Einfach-Selenzinn, ohne sich zu verändern, eine hohe Temperatur. Beim Erhitzen an der Luft verwandelt es sich unter Verlust des Selens allmählich in Zinnsäure; doch muß ausdrücklich bemerkt werden, daß die Umwandlung, namentlich gegen das Ende des Röstens, sehr langsam stattfindet und daß sie erst nach mehrmaligem Zerreiben und wiederholtem Glühen des ersten Röstopproductes eine vollständige ist.

Beim Erhitzen im Wasserstoffstrome wird die Verbindung, wie schon Uelsmann angegeben hat, nicht reducirt. Die Masse sintert bei Anwendung einer starken Hitze zusammen, ein kleiner Theil beschlägt die obere Kugelwölbung der Reductionsröhre, aber eine bemerkenswerthe Zersetzung findet nicht statt. Enthält das Selenzinn etwas Schwefelzinn — (wie es, wenn das zur Bereitung angewandte Selen schwefelhaltig war, der Fall ist) —, so entweicht beim Erhitzen im Wasserstoffstrome etwas Schwefelwasserstoff und dem in der Reductionsröhre zurückbleibenden Selenzinn ist etwas metallisches Zinn bigemengt.

2. Verhalten des Einfach-Selenzinns gegen Iod.

Erhitzt man ein inniges Gemenge gleicher Aequivalente Einfach-Selenzinn und Iod (d. h. nahezu 4 Theile Selen-

zinn und 5 Theile Iod), so findet schon bei sehr mäßiger Temperatur Einwirkung statt: die Masse verflüssigt sich vollständig, indem sich die Reaction von der zuerst erhitzten Stelle allmählich durch das ganze Gemenge verbreitet. Nimmt man den Versuch in einer Glasröhre vor, in die man das Gemenge in einer dünnen Lage eingeschüttet hat und erhitzt man dasselbe am einen Ende bis zur Einwirkung, so setzt sich diese von selbst bis zum anderen Ende fort. Während der Einwirkung tritt eine äußerst geringe Menge von Ioddampf auf.

Wird die erstarrte und völlig erkaltete rothbraune Masse mit Schwefelkohlenstoff behandelt, so löst sie sich zum größeren Theil mit dunkelgelber Farbe darin auf unter Hinterlassung eines rothbraunen Pulvers.

Aus der Lösung scheidet sich beim Beginn des Verdampfens eine sehr geringe Menge kleiner dunkelrother Krystalle aus, die in Schwefelkohlenstoff schwer löslich und die ihrem sonstigen Verhalten nach reines Selen sind. Bei weiterem Verdampfen giebt die Lösung — und zwar bis auf den letzten Tropfen — octaëdrische Krystalle von der Farbe, des zweifach-chromsauren Kalis. Diese sind reines Zinniodid.

0,581 Grm. derselben gaben nämlich bei der nach bekannten Methoden ausgeführten Analyse 0,210 Grm. Zinnsäure und 1,309 Grm. Iodsilber, entsprechend 18,75 Proc. Zinn und 80,29 Proc. Iod. Die Formel Sn J_4 verlangt 18,85 Proc. Zinn und 81,15 Proc. Iod.

Das rothbraune, in Schwefelkohlenstoff unlösliche Pulver besteht wesentlich aus *Zweifach-Selenzinn*, doch enthält es gewöhnlich eine geringe Menge von Einfach-Selenzinn und von Selen beigemengt (s. w. unten).

0,775 Grm. desselben hinterließen beim Erhitzen an der Luft unter Ausgabe massenhafter Selendämpfe 0,417 Grm. Zinnsäure von graugelber Farbe. Dem entsprechen 42,15 Proc. Zinn, während die Formel Sn Se_2 42,59 Proc. Zinn erfordert.

Die Wirkung des Iods auf das Einfach-Selenzinn ver-

läuft
Stoffe

Di
werde
Zweif

Er
von 1
Iod (
ren),
Einwi
hend
auf.

in Se
dampf
von 2
stand
kel
verh

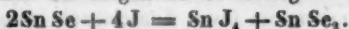
D
Gleich

V
als 2
es e
der

I
Iod
Beol
Ang
Aequ
schw
entz

von
wöh
1)

läuft also bei Anwendung gleicher Aequivalente beider Stoffe im Sinne der folgenden Gleichung:



Dieses Verhalten bietet, wie weiter unten näher gezeigt werden soll, einen bequemen Weg zur Darstellung des Zweifach-Selenzinns.

Erhitzt man anstatt gleicher Aequivalente ein Gemenge von 1 Aequivalent Einfach-Selenzinn und 2 Aequivalenten Iod (oder 1 Theil des ersteren und $2\frac{1}{2}$ Theile des letzteren), so findet auch schon bei sehr mäßiger Temperatur Einwirkung statt, wobei die ganze Masse sich vorübergehend verflüssigt. Freies Iod tritt dabei nur zu einer Spur auf. Die erkaltete Masse löst sich zum größeren Theil in Schwefelkohlenstoff und die Lösung giebt beim Verdampfen außer einer kleinen Menge Selen nur Krystalle von Zinniodid; der in Schwefelkohlenstoff unlösliche Rückstand bildet nach dem Auswaschen ein gleichmäßiges, dunkel schwarzbraunes Pulver, das sich wie reines Selen verhält.

Die Reaction ist also ausgedrückt durch die Formel-Gleichung



Wendet man auf 1 Aequivalent Einfach-Selenzinn mehr als 2 Aequivalente Iod an, so bleibt die Reaction dieselbe: es entsteht Zinniodid, das Selen wird ausgeschieden und der Ueberschuß von Iod bleibt unverbunden.

Das letztere Verhalten zeigt, daß zwischen Selen und Iod ein sehr geringes Vereinigungsstreben besteht. Diese Beobachtung befindet sich im Einklang mit einer älteren Angabe von Trommsdorff¹⁾, wonach der aus gleichen Aequivalenten von Selen und Iod zusammengeschmolzenen, schwärzgrauen Masse durch absoluten Alkohol alles Iod entzogen werden kann.

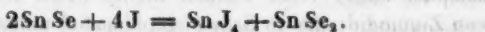
Ganz ebenso wie trocknes Iod, so wirkt eine Auflösung von Iod in Schwefelkohlenstoff und zwar schon bei gewöhnlicher Temperatur auf das Einfach-Selenzinn. In der

1) Neues Journal der Pharm. 12, 2, 45.

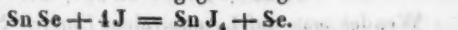
That: übergießt man sehr fein pulverisirtes, am Besten geschlämmtes Einfach-Selenzinn mit Schwefelkohlenstoff und fügt dazu langsam unter Umschütteln eine Auflösung von Iod in Schwefelkohlenstoff, so verschwindet schnell die rothe Farbe der letzteren, sie färbt sich von aufgelöstem Zinniodid gelb, während das graue Einfach-Selenzinn sich allmählich in ein dunkelrothbraunes Pulver von Zweifach-Selenzinn verwandelt.

1,127 Grm. des auf diese Weise erhaltenen braunen Pulvers gaben nach dem Auswaschen mit Schwefelkohlenstoff beim Rösten an der Luft 0,632 Grm. Zionsäure = 44,1 Proc. Zinn. Die Formel Sn Se_2 verlangt 42,59 Proc.

Bei Anwendung gleicher Aequivalente Selenzinn und Iod erfolgt also auch hier die Zersetzung im Sinne der Gleichung:



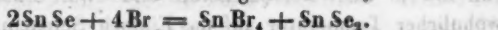
Fügt man, wenn die Reaction bis zu diesem Stadium verlaufen ist, noch einmal so viel Iod hinzu, als bereits angewandt wurde, so sind die Endproducte der Reaction Zinniodid, das sich (nebst etwas Selen) löst und Selen das als dunkelschwarzbraunes Pulver ungelöst bleibt. Es gilt dann also wieder die Zersetzungsgleichung:



3. Verhalten des Einfach-Selenzinns gegen Brom..

Beim Auftröpfeln von Brom auf pulverisirtes Einfach-Selenzinn findet unter Zischen und Temperaturerhöhung eine kräftige Einwirkung statt. Diese läßt sich mäfsigen und kann in ihren einzelnen Stadien deutlich verfolgt werden, wenn man das Selenzinn mit Schwefelkohlenstoff übergießt und unter Umschütteln langsam Brom zusetzt.

Wird auf 1 Aequivalent Einfach-Selenzinn 1 Aequivalent Brom angewandt, so entstehen Zinnbromid, das sich mit Leichtigkeit im Schwefelkohlenstoff auflöst, und Zweifach-Selenzinn nach der Gleichung:



Nimmt man auf 1 Aequivalent Selenzinn 2 Aequiva-

lente Brom, so bildet sich Zinnbromid unter Ausscheidung des Sells, von dem sich übrigens ein kleiner Theil mit dem Zinnbromid im Schwefelkohlenstoff auflöst. Die Zersetzung erfolgt also dann im Sinne der Gleichung:



Bis zu diesem Punkte ist, wie man bemerken wird, die Einwirkung des Broms auf das Einfach-Selenzinn ganz entsprechend der des Iods (s. oben). Werden aber auf 1 Aequivalent Einfach-Selenzinn mehr als 2 Aequivalente Brom angewandt, so erfährt zwar das zunächst entstehende Zinnbromid keine weitere Veränderung, aber der Ueberschuß des Broms wirkt auf das ausgeschiedene Selen ein und es entstehen Verbindungen dieser beiden Elemente in verschiedenen Verhältnissen je nach der Menge des zugesetzten Broms.

Ich habe diese Verbindungen zum Gegenstande einer besonderen Untersuchung gemacht und werde in einem der nächsten Hefte dieser Annalen ausführlicher darauf zurückkommen.

4. Zweifach-Selenzinn.

Wie oben bereits bemerkt wurde, beruht die Angabe von Little, daß beim Erhitzen von Zinn in Seldendampf Zweifach-Selenzinn erhalten werde, wahrscheinlich auf einem Irrthum. Was Little unter Händen hatte, war wohl Einfach-Selenzinn. Ich vermute dieß unsomehr, als das von ihm (für sein Zweifach-Selenzinn) angegebene specifische Gewicht (5,133) dem von mir für das specifische Gewicht des krystallisirten Einfach-Selenzinns gefundenen Werthe (5,240) ziemlich nahe liegt.

Sicher ist — und ich muß in dieser Richtung die Angabe von Uelsmann (l. c.) bestätigen — daß beim Erhitzen eines Gemenges von 1 Aequivalent Zinn mit 2 oder mehr Aequivalenten Selen, unter Verflüchtigung eines Theils des letzteren, immer nur Einfach-Selenzinn erhalten wird.

Der Versuch, nach einer der Darstellung des Musivgoldes entsprechenden Methode Zweifach-Selenzinn zu bereiten, gab kein günstiges Resultat. Als nämlich ein in-

niges Gemenge von 120 Th. Zinn, 60 Th. Quecksilber, 60 Th. Salmiak und 160 Th. Selen in einem langhalsigen, lose bedeckten Kolben sehr langsam und vorsichtig, zuletzt bis zum schwachen Glühen erhitzt wurde, zeigte sich zwar bald unter Auftreten weißgrauer Dämpfe Einwirkung, doch konnte dabei die Bildung von Zweifach-Selenzinn nicht beobachtet werden. Später sublimirte Selen in den oberen Theil des Kolbens und zuletzt, als die Hitze schon ziemlich hoch gestiegen war, bedeckte sich der Rückstand am Boden des Kolbens mit einzelnen kleinen, weißgrauen, glänzenden Krystallen, die ich indeß nach ihrem äußeren Ansehen und mit Rücksicht auf die hohe Temperatur, bei der sie entstanden waren, für Einfach-Selenzinn ansprechen mußte. Die Menge derselben war übrigens für eine nähere Untersuchung viel zu gering.

Es scheint hiernach, daß sobald höhere Temperaturgrade ins Spiel kommen, sich das Zweifach-Selenzinn nicht unter den Bedingungen seiner Bildung und seines Bestehens befindet.

Es ist weiter oben angegeben, daß das Einfach-Selenzinn durch Iod im Sinne der Gleichung $2\text{Sn Se} + 4\text{J} = \text{Sn J}_4 + \text{Sn Se}_2$ zersetzt wird. Will man von diesem Verhalten zur Darstellung des Zweifach-Selenzinns Anwendung machen, so ist, wennsonst ein reines Präparat erhalten werden soll, die Beobachtung gewisser Vorsichtsmaafsregeln unerläßlich.

Vor Allem muß dafür gesorgt werden, daß das zu erhitze Gemenge von Iod und Einfach-Selenzinn möglichst innig und gleichmäßig sey. Ist es dieß nicht, so entzieht sich beim Erhitzen desselben leicht ein Theil des Selenzinns der Einwirkung des Iods, während ein anderer Theil durch das nun (an einzelnen Stellen) im Ueberschuß vorhandene Iod im Sinne der Gleichung $\text{Sn Se} + 4\text{J} = \text{Sn J}_4 + \text{Se}$ zersetzt wird. Es ist klar, daß in diesem Falle dem gebildeten Zweifach-Selenzinn unverändertes Einfach-Selenzinn sowohl, als auch Selen beigemengt seyn muß.

Der gleiche Fall tritt dann ein, wenn das Gemenge

von I
einer
von
unter
Masse
Zweif
lenzin
meng
und
React
die g
Meng
punk
dieser
ten T
In
ein v
Selen
lich d
blätt
feiner
nug
A
dem
rühre
hend
= Sn
daß
sich
fach-
E
len f
des Z
M
nem
1) D
1
Ga

von Iod und Einfach-Selenzinn in einem Kolben oder in einer Retorte erwärmt wird, weil sich hier die Reaction von der zuerst erwärmten Stelle mit gröfser Heftigkeit und unter so bedeutender Temperaturerhöhung durch die ganze Masse des Gemenges verbreitet, dafs das Anfangs gebildete Zweifach-Selenzinn, zum Theil wenigstens, in Einfach-Selenzinn und Selen zerfällt. Weit besser ist es, das Gemenge in dünner Lage in eine Glasröhre einzuschütten und durch mässiges Erwärmen an dem einen Ende die Reaction einzuleiten. Diese verbreitet sich langsam durch die ganze Masse und es findet, da auf einmal nur kleine Mengen von Substanz in Action treten, in keinem Zeitpunkte eine bedeutende Temperaturerhöhung statt. Unter diesen Umständen bleibt das Zweifach-Selenzinn zum gröfsten Theil unzersetzt.

Immerhin ist es sehr schwierig, auf trockenem Wege ein von Einfach-Selenzinn und Selen völlig freies Zweifach-Selenzinn darzustellen. Der Grund davon liegt hauptsächlich darin, dafs sich das Iod wegen seiner krystallinisch blättrigen Beschaffenheit nur äufserst schwierig zu einem feinen Pulver zerreiben und sich folglich nicht innig genug mit dem Einfach-Selenzinn vermengen läfst.

Auch wenn man das Iod, in Schwefelkohlenstoff gelöst, dem feingepulverten Einfach-Selenzinn unter stetem Umrühren zusetzt, ist es kaum zu vermeiden, dafs vorübergehend die Bedingungen der Zersetzungsgleichung $\text{SnSe} + 4\text{J} = \text{SnJ}_4 + \text{Se}$ Platz greifen; die Folge davon mufs seyn, dafs etwas Einfach-Selenzinn unzersetzt bleibt, welches sich gleichzeitig mit dem freigewordenen Selen dem Zweifach-Selenzinn beigemengt.

Ein Verfahren, das von den hier angedeuteten Fehlerquellen fast ganz frei ist und dem ich daher für die Darstellung des Zweifach-Selenzinns den Vorzug gebe, ist das folgende.

Man reibt 5 Theile Iod mit 8 bis 10 Theilen von reinem krystallisirten Zinniodid¹⁾ solange zusammen, bis das

1) Die bequemste Art das Zinniodid zu bereiten, besteht darin, dafs man 1 Theil Zinnfeile im verschließbaren Glase mit etwa dem sechsfachen Gewicht Schwefelkohlenstoff übergießt und unter Abkühlung des Ge-

Gemenge dem unbewaffneten Auge als ein gleichmäßiges, dunkelgelbes Pulver erscheint. Der Zusatz des Zinniodids hat lediglich den Zweck, das Pulverisiren des Iods zu erleichtern und er entspricht diesem Zwecke vollkommen. Dem innigen Gemenge von Iod und Zinniodid setzt man darauf 4 Theile geschlämmtes Einfach-Selenzinn hinzu, mengt Alles durch anhaltendes, aber leises Reiben möglichst innig und fügt auf einmal unter schnellem Umrühren soviel Schwefelkohlenstoff hinzu, daß eine gleichmäßige breiartige Masse entsteht. Dieses eine Gemenge von Zinniodid und Zweifach-Selenzinn behandelt man darauf mit größeren Mengen Schwefelkohlenstoff, worin sich das Zinniodid mit Leichtigkeit auflöst¹⁾, während das Zweifach-Selenzinn als dunkel rothbraunes Pulver ungelöst bleibt. Dieses wird zuletzt auf dem Filtrum mit Schwefelkohlenstoff vollständig ausgewaschen und dann getrocknet.

Mehrere nach dieser Methode dargestellte Präparate ergaben bei der Analyse Folgendes:

- 1) 1,621 Grm., bei freiem Luftzutritt solange erhitzt, bis kein Selen mehr verflüchtigt wurde, gaben 0,869 Grm. Zinnsäure.
- 2) 0,720 Grm. (einer anderen Darstellung) gaben 0,394 Grm. Zinnsäure.
- 3) 1,122 Grm. gaben 0,611 Grm. Zinnsäure.

Diese Zahlen führen zu der Formel Sn Se_2 .

		Gefunden:		
		I.	II.	III.
Sn	= 118 — 42,59 Proc.	42,17	43,04	42,84
Se ₂	= 159 — 57,41 "	—	—	—
	277. 100,00.			

flüßes allmählich 4 Theile Iod in kleinen Portionen zusetzt. Trotz des angewandten Ueberschusses von Zinn bildet sich nur Zinniodid. Sobald die über dem ungelösten Zinn stehende Flüssigkeit eine rein gelbe Farbe angenommen hat, gießt man sie klar ab und läßt sie bei gewöhnlicher Temperatur verdampfen. Sie giebt Krystalle von reinem Zinniodid.

- 1) 1 Theil Schwefelkohlenstoff löst bei mittlerer Temperatur 1,45 Theile Zinniodid.

Das nach der hier beschriebenen Methode dargestellte Zweifach-Selenzinn ist ein dunkel rothbraunes, undeutlich krystallinisches Pulver, das sich beim Erwärmen auf 100° vorübergehend dunkler färbt. Das specifische Gewicht desselben ist $= 4,85$.

Von Wasser und verdünnten Säuren wird es nicht verändert, auch von concentrirter Salzsäure, selbst kochender, wird es kaum angegriffen. Beim Erhitzen mit Salpetersäure wird es allmählich zersetzt, indem selenige Säure in Lösung tritt und Zinnsäure ungelöst bleibt. Königswasser wirkt beim Erwärmen energisch ein und giebt eine vollständige Lösung. Concentrirte Schwefelsäure löst in der Hitze eine nicht unbedeutende Menge von Zweifach-Selenzinn mit schmutzig olivengrüner Farbe; gießt man diese Lösung in viel Wasser, so scheidet sich Selen als rothes Pulver aus, während schwefelsaures Zinnoxid in Lösung bleibt.

Von Kali- und Natronlösung wird das Zweifach-Selenzinn schon in der Kälte, schneller bei mäßigem Erwärmen mit blutrother Farbe aufgelöst. Auf Zusatz von Salzsäure zu dieser Lösung wird das Selenzinn als schön dunkelrother Niederschlag wieder abgeschieden. Ammoniak wirkt ähnlich wie die fixen Alkalien.

5. Verhalten des Zweifach-Selenzinns gegen Iod und Brom.

Der Verfasser hat früher¹⁾ gezeigt, daß beim Erhitzen eines Gemenges aus 1 Aequivalent Zweifach-Schwefelzinn (Musiugold) und 2 Aequivalenten Iod eine aus Schwefelkohlenstoff gut krystallisirende Verbindung erhalten wird, die ihrer Zusammensetzung und ihrem Verhalten nach als $\text{SnS}_2 \cdot \text{S}_2$ aufgefaßt werden muß.

Der Versuch, auf analoge Weise eine Selenverbindung von entsprechender Zusammensetzung darzustellen, hatte nicht den gewünschten Erfolg. Ein Gemenge von 1 Aequivalent Zweifach-Selenzinn und 2 Aequivalenten Iod schmilzt bei sehr mäßiger Temperatur zu einer dunkel blutrothen Flüssigkeit zusammen; bei fortgesetztem Erhitzen sublimirt

¹⁾ Diese Annalen, Bd. 111, S. 249.

daraus zuerst etwas Iod, dann Zinniodid. Wird die erstarrte Masse mit Schwefelkohlenstoff behandelt, so löst sich Zinniodid und im Rückstande bleibt Selen. Die stattgehabte Wirkung ist also ausgedrückt durch die Formelgleichung



Ganz denselben Verlauf wie auf trockenem Wege nimmt die Reaction dann, wenn man 1 Aequivalent Zweifach-Selenzinn mit einer Auflösung von 2 Aequivalenten Iod in Schwefelkohlenstoff behandelt: Selen wird ausgeschieden und Zinniodid (nebst einer kleinen Menge Selen) tritt in Lösung.

Gegen Brom verhält sich das Zweifach-Selenzinn ebenso wie gegen Iod.

Berlin, im April 1866.

X. Commutator von neuer Form; von Ad. Hörmann,

Lehrer an der Bergakademie in Clausthal.

Bei physikalischen Apparaten, die für den Unterricht bestimmt sind, ist es, wie bekannt, stets wünschenswerth, daß dieselben möglichst übersichtlich sind. Zumal bei solchen ist dieses nöthig, die zur Leitung des galvanischen Stromes dienen, damit die Schüler mit einem Blick leicht und sicher den Lauf des Stromes verfolgen können. Der vorliegende Commutator, den ich schon seit einiger Zeit für meine Vorträge benutze, ist aus dem Streben nach möglichster Uebersichtlichkeit hervorgegangen. Auch habe ich gesucht die einzelnen Theile so zu construiren, daß sie sich möglichst leicht anfertigen lassen.

Auf dem viereckigen Brettchen A (Fig. 1 bis 4 Taf. VI) sind vier Klemmschrauben a, b, c und d befestigt, deren zwei, z. B. a und b, zur Aufnahme der Poldrähre des Elektromotors

dienen, während die beiden anderen *c* und *d* zur Aufnahme des Schließungsbogens bestimmt sind, den der Strom bald in der einen, bald in der anderen Richtung durchlaufen soll. Durch die Klemmschrauben werden zugleich auf dem Brettchen die vier federnden Metallstreifen *e*, *f*, *g* und *h* festgehalten. Zwischen Letzteren liegt, durch ein Paar kleiner Messingständer *i* und *k* getragen, eine Walze von hartem Holz (besser noch von Hartgummi oder Elfenbein), welche die Form eines sechsseitigen Prismas mit drei schmalen und drei breiten Flächen hat (Fig. 1 und 4 Taf. VI). Auf jede der drei schmalen Flächen sind zwei Messingknöpfchen eingeschoben (s. Fig. 4), gegen die sich bei entsprechender Stellung derselben die Federn *e*, *f*, *g* und *h* mit einigem Druck legen. Zur Verbindung der Knöpfchen befinden sich auf zwei der breiten Prismenflächen Metallstreifen (Fig. 4) und zwar auf der einen zwei parallele, auf der anderen zwei gekreuzte, die sich an der Kreuzungsstelle natürlich nicht berühren dürfen. Auf der dritten breiten Fläche ist keinerlei Verbindung zwischen den Knöpfchen vorhanden. Die parallelen und gekreuzten Metallstreifen mit den darüber hervorstehenden Knöpfchen haben nun, wie leicht zu ersehen, den Zweck zwei verschiedene Verbindungen zwischen den Federn *e*, *f*, *g* und *h* zu bilden.

Liegen die beiden parallelen Streifen oben, wie in Fig. 3, so geht der positive Strom von der Klemme *a* durch *f* nach *g*, und von *c* ab durch den Schließungsbogen nach *d* hin, dann aber durch *h*, *f* und *b* zurück nach dem Elektromotor. Wird die Walze hingegen so gedreht, daß die gekreuzten Streifen oben liegen, so bilden diese eine andere Verbindung zwischen den Federn und derselbe Strom nimmt jetzt, wie ein Blick auf Fig. 2 lehrt, in dem Schließungsbogen den entgegengesetzten Weg von der Klemme *d* nach *c*.

Um die Walze rasch und sicher in die beiden bezeichneten Stellungen bringen zu können, befindet sich an der Hülse des Handgriffes *m* eine Scheibe *t*, die auf einem Drittheil ihres Umfanges weggefeilt ist (Fig. 1). In den so

entstandenen Einschnitt legt sich der in den Ständer *i* eingeschrobene Stift *s*. Die Drehung der Walze kann so nicht mehr als 120° betragen, wie es für die beiden äussersten Stellungen verlangt wird.

Soll der Strom ganz unterbrochen werden, so hat man nur nöthig die Walze in die mittlere Stellung zu drehen, so dass die beiden Knöpfchen 1 und 2 nach oben gerichtet sind. Dann kommen die vier Federn ausser aller Berührung mit den Knöpfchen, also auch unter sich ausser aller Verbindung. Damit aber auch in dieser Stellung die Walze vor zufälliger Drehung gesichert ist, muss etwas Friction vorhanden seyn, die leicht dadurch hervorgebracht werden kann, dass die beiden Ständer *i* und *k* sich mit einigem Druck gegen die Walze legen.

In Betreff des Preises endlich bemerke ich, dass auf desfallsige Anfrage unser hiesiger Mechanikus Kulle sich bereit erklärt hat, den Apparat für höchstens 4 Thlr. das Stück sauber und schön gearbeitet zu liefern.

XI. Ueber einen neuen Commutator; von Ph. Carl in München.

Vor Kurzem hatte ich Gelegenheit, den von Grüel angegebenen gyrotropischen Apparat in meiner Werkstätte ausführen zu lassen. So grosse Vorzüge dieser Apparat auch vor den bisher gebrauchten Commutatoren hat, so leidet er doch an dem Mifsstande, dass schon bei einigem Gebrauche das Holz oder Bein zwischen den eingelassenen Metallbögen sich mit einer Metallschicht überzieht, welche ganz abgesehen davon, dass sie die Drehung der Scheibe erschwert, die gyrotropische Wirkung des Apparates, da sie selbstleitend ist, ganz aufheben kann. Ausserdem tritt, wie bei allen Commutatoren mit schleifenden Federn, bei der Drehung der Scheibe, eine Erwärmung ein, die einen

Therm
den ka
störend

Ich
bisher
im Fol
silbern
die C
Appar
verwe
dert w

Au
feste S
beweg
geht e
durch
die zu
kann
und d
wärts

dem d
beiden
je vie
und b

so mi
Dabei
den l
die S
Messi
für d
zwise

W
Ständ
Dreh
b, b',
D
zeiger

Pogg

Thermometerstrom erzeugt, welcher immerhin so stark werden kann, daß er wenigstens bei feinen Messungen eine störende Wirkung ausübt.

Ich habe nun einen Apparat construiert, welcher vor den bisherigen Commutatoren viele Vorzüge hat und den ich im Folgenden beschreiben will. Es beruht weder auf Quecksilbernäpfchen, noch sind schleifende Federn vorhanden; die Commutation wird einfach dadurch erzeugt, daß im Apparat durch Drehen einer Schraube die Leitungsdrähte verwechselt und dadurch die Richtung des Stromes geändert wird.

Auf die Bodenplatte *A* (Fig. 5 Taf. VI) sind zwei feste Ständer *B* und *C* aufgesetzt, zwischen denen sich ein beweglicher Ständer *D* befindet. Durch die drei Ständer geht ein Cylinder *S*, *S*, welcher da, wo er durch *D* hindurchgeht, ein Schraubengewinde hat, während in *D* selbst die zugehörige Mutter eingelassen ist. Mittelst des Kopfes *K* kann der Cylinder *S*, *S* um seine Axe gedreht werden und der bewegliche Ständer rückt dabei vorwärts und rückwärts (in der Zeichnung nach links oder rechts), je nachdem der Kopf *K* nach rechts oder links gedreht wird. Die beiden festen Ständer *B* und *C* sind von Holz und tragen je vier messingene Einsätze *a*, *a'*, *a''*, *a'''* (Fig. 5 *a* Taf. VI) und *b*, *b'*, *b''*, *b'''* (Fig. 5 *b*), welche durch die Leitungsdrähte so miteinander verbunden sind, wie es die Figuren zeigen. Dabei liegt *a* genau *b*, *a'* genau *b'* etc. gegenüber. Durch den beweglichen Ständer *D*, der bis auf die Mutter für die Schraube gleichfalls von Holz ist, gehen vier starke Messingstifte *e*, *e* hindurch, welche zugleich die Klemmen *g*, *g* für die Zuleitungsdrähte bilden und genau in der Richtung zwischen *a* und *b*, *a'* und *b'* ... liegen.

Wird nun der Kopf *K* gedreht, so bewegt sich der Ständer *D*, und die Stifte *e*, *e*, *e*, *e* können, je nach der Drehung von *K*, an die Plättchen *a*, *a'*, *a''*, *a'''* oder an *b*, *b'*, *b''*, *b'''* angedrückt werden.

Diese Plättchen sind aber, wie Fig. 5 *a* und 5 *b* Taf. VI zeigen, so miteinander verbunden, daß wenn man in die

unteren beiden Klemmen g, g die Enden des Galvanometerdrahtes, und mit den oberen Klemmen die Zuleitungsdrähte der Batterie verbindet, der Strom, wenn e, e, e, e , an b, b', b'', b''' anliegen, in entgegengesetzter Richtung das Galvanometer durchläuft, als wenn e, e, e, e an a, a', a'', a''' anliegen.

Die Schraube an S, S hat einen sehr steilen Gang, so daß etwa eine halbe Umdrehung des Knopfes K hinreicht, um die ganze mögliche Verschiebung von D zu bewerkstelligen, so daß die Commutation ungemein rasch und, was eine Hauptsache ist, sehr sicher ausgeführt werden kann. Der ganze Apparat kann ferner leicht überall, sey dies horizontal oder vertical aufgestellt oder angeschraubt werden. Der einzige Mißstand, der mit der Zeit eintreten könnte, wäre der, daß die sich berührenden metallischen Flächen sich mit einer Oxydschicht überziehen würden; ein einziger Strich mit Smirgelpapier reicht übrigens dann hin, die Oberfläche wieder metallisch rein herzustellen.

Ich überlasse es meinen Lesern, die Vorzüge dieses Apparates selbst zu würdigen und bemerke nur noch, daß derselbe in meiner physikalischen Anstalt um 8 fl. geliefert wird.

XII. Eine Bemerkung über die Meeresströmungen; von C. G. Jungk.

Im Jahre 1849 schrieb ich im Programm des Friedrich-Werderschen Gymnasiums eine Abhandlung »Ueber die Meeresströmungen«, in welcher ich glaube dargethan zu haben, daß Ebbe und Fluth, Verdunstung des Wassers am Aequator und Verdichtung desselben an den Polen etc., ja selbst die herrschenden Winde in Verbindung mit der Rotation der Erde nicht so tief gehende und massenhafte Bewegungen des Meeres hervorbringen können, wie beobachtet wer-

den, u
Magn
elektri
dieser
der O
nung
in ein
netes
elektri
in rad
sie w
gende
angest

Ich
Meere
Eigen
habe,
langer
eine
strömu
die an

Se
Höhe
vitriol
Zink
inner
so da
stellt
von e
Verbi
in we
der S
Nord
Flüssi
Flüssi

1) D

den, und in welcher ich die Meinung aussprach, daß der Magnetismus der Erde das Meerwasser als den Leiter eines elektrischen Stromes in diese Bewegung setzen könne, wenn dieser entweder vom Aequator nach den Polen oder von der Oberfläche nach der Axe der Erde fließt. Diese Meinung beruhte darauf, daß eine leitende Flüssigkeit, welche in einem ringförmigen Gefäße auf den Südpol eines Magnetes steht, im Sinne eines Uhrzeigers rotirt, wenn sie einen elektrischen Strom entweder von unten nach oben, oder in radialer Richtung nach der Axe des Magnets leitet; und sie war der Gesichtspunkt, von welchem aus die darauffolgenden Betrachtungen der betreffenden Naturerscheinungen angestellt wurden.

Ich komme auf diesen Zusammenhang zwischen den Meeresströmungen und den magnetischen und elektrischen Eigenschaften der Erde, welchen, wie ich später gefunden habe, vor mir auch schon Ritchie vermuthet hat¹⁾, nach langer Zeit noch einmal zurück, weil sich experimentell eine Erscheinung darstellen läßt, welche mit den Meeresströmungen eine noch genauere Uebereinstimmung zeigt als die angeführten.

Setzt man in ein cylinderförmiges Glas von etwa 5" Höhe und $2\frac{1}{4}$ " inneren Durchmesser, welches mit Kupfervitriollösung gefüllt ist, ein Kupferblech, welches mit dem Zink einer Grove'schen Batterie verbunden ist und die innere Wand des Glases nur zum größten Theil bedeckt, so daß man die Flüssigkeit von der Seite sehen kann; stellt dann in die Axe des Glases einen Kupferblechcylinder von etwa $\frac{1}{2}$ Zoll Durchmesser, welcher mit dem Platin in Verbindung steht, und endlich in diesen ein Reagensglas, in welchem sich ein 3 Zoll langer Magnet befindet, so daß der Südpol oben und einen Zoll unter dem Niveau, der Nordpol aber unten und einen Zoll über dem Grund der Flüssigkeit ist: so sieht man von der Seite, daß sich die Flüssigkeit zwischen den Polen im Sinne eines Uhrzeigers,

1) Diese Annalen Bd. XXVII S. 554.

dagegen oberhalb des Südpols und unterhalb des Nordpols im entgegengesetzten Sinne bewegt.

Könnte man also nachweisen, daß in der Erde elektrische Ströme von der Axe nach der Oberfläche, das ist entgegengesetzt, wie ich sie früher angenommen, stattfinden: so wäre nicht nur für den Aequatorialstrom, sondern auch für die entgegengesetzten Ströme in den höheren Breiten die bewegende Kraft nachweisbar, und die letzteren brauchten nicht als Ausläufer des Aequatorialstroms angesehen zu werden, welche nur durch den Widerstand der Continente und die Rotation der Erde ihre Richtung erhalten.

Bei der im eigentlichsten Sinne des Wortes sehr oberflächlichen Beobachtung der elektrischen Ströme in der Erde ist freilich ein directer Nachweis so gerichteter Ströme kaum zu erwarten. Dagegen ist die Uebereinstimmung zwischen der Lage der Meeresströmungen bezüglich der magnetischen Pole der Erde und den experimentellen Bedingungen ganz gleicher Erscheinungen so groß, daß sie fast als ein Beweis für die Existenz radialer Erdströme nach der Oberfläche angesehen werden kann. Ich sehe darin, obwohl ich die elektrischen Zustände der Erde und ihrer Atmosphäre früher in einem andern Zusammenhange aufgefaßt habe, eine starke Aufforderung den elektrischen Proceß der Erde nach dieser Richtung ins Auge zu fassen. Wenn z. B. nachgewiesen werden könnte, daß der Sitz der elektromotorischen Kraft, wodurch die Atmosphäre positiv und die Erde negativ elektrisch wird, an der Gränze zwischen Luft und Erde ist, und daß das Gewitter nur der elektrischen Ausgleichung entspricht, welche der Scheibe einer Elektrisirmaschine entlang zwischen Reibzeug und Conductor vorkommt, während der regelmäßige elektrische Hauptstrom zwischen der Atmosphäre und den Gewitterzonen der Erde durch die obern dünnern Luftschichten, wie durch Geißler'sche Röhren über beide Pole geht, so wäre die Existenz jener radialen Ströme als eine nothwendige Folge dieser Erscheinungen bewiesen und somit

die M
volle
mit
jedoch
Geg
derg
und
leich
nach
für
setzt
vorg
setz
senk
und
para
die
Süd
r un
The
der
We
und
wel
ist,
elen
lieg
Stro
90°
wel

die Meeresströme mit den experimentellen Erscheinungen in volle Uebereinstimmung gebracht.

Ich glaube nicht, daß schon jetzt ein solcher Nachweis mit Bestimmtheit wird gegeben werden können, halte es jedoch für gerechtfertigt, die Aufmerksamkeit auf diesen Gegenstand zu lenken. Dabei dürfte für Jeden, der über dergleichen Erscheinungen »Die Lehre vom Galvanismus und Elektromagnetismus« von Wiedemann befragt, vielleicht die Bemerkung nützlich seyn, daß Hr. Wiedemann nach seinem Buche S. 128 und 129 des zweiten Bandes für die von mir beschriebene Vorrichtung die entgegengesetzte Bewegung folgern würde, wie aus Folgendem hervorgeht.

Indem Hr. Wiedemann vom Biot-Savart'schen Gesetz ausgeht, mit m den Magnetismus beider Pole eines senkrecht stehenden Magnets, mit i und dz die Intensität und Länge eines Stromelements, welches der Magnetaxe parallel und von oben nach unten gerichtet ist, mit r und r_1 die Entfernungen der Mitte des Elements vom Nord- und Südpol, und mit ϑ und ϑ_1 die Winkel bezeichnet, welche r und r_1 mit dem vom Scheitelpunkt aus durchströmten Theil der Strombahn bilden, giebt er für die Resultante der Wirkungen beider Pole auf das Stromelement den Werth

$$W = midz \left(\frac{\sin \vartheta}{r^2} - \frac{\sin \vartheta_1}{r_1^2} \right)$$

und nimmt die Rotationsrichtung im Sinne des Uhrzeigers, welche sich ergibt, wenn der Nordpol oben und $\frac{\sin \vartheta}{r^2} > \frac{\sin \vartheta_1}{r_1^2}$ ist, als die positive. Dadurch, daß er nun für ein Stromelement, welches mit der Axe des Magnets in einer Ebene liegt und auf jener senkrecht ist, ohne Rücksicht auf die Stromesrichtung die Winkel ϑ und ϑ_1 durch $90^\circ - \vartheta$ und $90^\circ - \vartheta_1$ ersetzt, erhält er

$$W = midz \left(\frac{\cos \vartheta}{r^2} - \frac{\cos \vartheta_1}{r_1^2} \right),$$

welcher Werth positiv ist, so lange $\frac{\cos \vartheta}{r^2} > \frac{\cos \vartheta_1}{r_1^2}$ ist. Dar-

aus schließt er »Fließt der Strom im Element gegen den Magnet hin und befindet sich derselbe so weit oberhalb des Poles N , daß $\frac{\cos \vartheta}{r^2} > \frac{\cos \vartheta_1}{r_1^2}$ ist, so ist der Ausdruck W positiv, das Element rotirt wiederum, von oben gesehen, im Sinne des Uhrzeigers... Das Experiment giebt, wie schon bemerkt, die entgegengesetzten Bewegungen und muß sie geben, denn bei der gehörigen Berücksichtigung der Lage der Winkel ist, wenn der Strom nach der Axe des Magnets fließt, für ϑ und ϑ_1 in die erste Formel $270^\circ + \vartheta$ und $270^\circ + \vartheta_1$, oder $-(90^\circ - \vartheta)$ und $-(90^\circ - \vartheta_1)$, dagegen wenn der Strom von der Axe des Magnets kommt, $90^\circ + \vartheta$ und $90^\circ + \vartheta_1$ einzusetzen, wodurch sich Formeln ergeben, welche mit dem Experiment übereinstimmen.

XIII. *Kleine Versuche über elektrische Erscheinungen; von F. C. Henrici.*

(Fortsetzung von Bd. 122, S. 636.)¹⁾

VI. D. Versuche mit verschiedenen organischen Substanzen.

Weitere Versuche über Wasserstoffentwicklung bei der Zersetzung organischer Substanzen im Wasser habe ich ausgeführt mit Fließpapier, Hollundermark, arabischem Gummi, Weizenstärke, Eiweiß und Leim, sämmtlich bei mäßiger Zimmerwärme. Alle diese Substanzen wurden in kleinen Mengen in mit destillirtem Wasser gefüllte Cylindergläser (Bd. 122, S. 644) gebracht und auch als Vergleichsflüssigkeit reines Wasser gebraucht. Nach einiger Zeit ruhigen

1) In dem Aufsatz Bd. 121, S. 489 befinden sich folgende sinnstörende Druckfehler:

S. 496, Z. 8 v. o. lies Aenderung

S. 503, Z. 3 v. u. lies bei 17°C. ein Minimum, bei 100°C. dagegen

S. 508, Z. 3 v. o. lies Verdichtung des Wasserstoffs

Stehens erhielt ich in allen Fällen der Entwicklung von freiem Wasserstoff entsprechende Ablenkungen von übrigen verschiedener, überhaupt geringer Gröfse, wie es bei dem schwachen Leitvermögen des reinen Wassers und der mit äußerster Langsamkeit vor sich gehenden Zersetzung nicht anders seyn konnte. Am kleinsten waren diese Ablenkungen bei Fließpapier und Hollundermark, 2° bis 3°; bei den übrigen Substanzen betrugen sie bis 14°; die Pflanzefaser widersteht der Zersetzung am kräftigsten. Da alle diese Zersetzungen unter Wasser vor sich gingen, so wird außer reinem Wasserstoff auch Kohlenwasserstoff (Sumpfgas) ausgeschieden seyn, was bei der Frage nach der Herkunft des Wasserstoffs nicht unberücksichtigt bleiben darf. Wenn nämlich der Kohlenstoff der organischen Substanz bei deren Zersetzung vollständig in Kohlensäure umgewandelt würde, so würde dazu der Sauerstoff derselben lange nicht ausreichen und der Eintritt einer Wasserzersetzung wäre nicht zu bezweifeln. Da dieses in meinen Versuchen nicht der Fall gewesen seyn kann, so könnte vielleicht der frei gewordene Wasserstoff aus der organischen Substanz abstammen. Da aber dieser Wasserstoff größentheils zur Bildung von Kohlenwasserstoff verwandt seyn wird, von welchem eine merkliche galvanische Wirkung auf Platin keineswegs anzunehmen ist, außerdem aber die Bildung freier Säure unzweifelhaft stattgefunden hat, so wird die Herkunft des in der Versuchsaflüssigkeit vorhandenen, durch seine galvanische Wirkung sich offenbarenden freien Wasserstoffs aus einer stattgehabten Wasserzersetzung um so weniger zu bezweifeln seyn, da diese, meinen Versuchen zufolge, durch sauerstoffanziehende Substanzen, leicht hervorgerufen wird.

In Betreff der erwähnten freien Säure habe ich einige Versuche mit Weizenstärke angestellt. Als dieselbe mit reinem Wasser übergossen worden, zeigte ein darin eingesenkter Streifen Lackmuspapier schon nach kurzer Zeit eine schwache Röthung; diese Reaction war rasch und kräftig, als nach längerer Zeit die Stärke in erkennbare

Zersetzung übergegangen war. Stärke mit Kalkwasser übergossen zeigte keine saure Reaction und der gut ausgewaschene Bodensatz keinen Gehalt an Kalkerde.

Ein Gemenge von Stärke und Kreidepulver mit reinem Wasser übergossen zeigte nach längerem Stehen (im Dunkeln) eine mäßige Röthung des Lackmuspapiers und ein langsames Aufsteigen von Luftbläschen und deren reichliche Anhäufung an der Oberfläche des Wassers; beim Abziehen des festschließenden Korks entstand ein lebhaftes Puffen und die Flüssigkeit (klar filtrirt) wurde durch oxalsaures Kali reichlich gefällt, durch Chlorbarium getrübt. In Stärkewasser, welches die Röthung des Lackmuspapiers rasch und kräftig bewirkte, verschwand diese Einwirkung vollständig, als ein wenig Kalkwasser hinzugeschlüttet wurde und ein in Stärkewasser stark geröthetes Lackmuspapier verlor die Röthe durch Austrocknen nicht. Als ein Digestirglas, welches Stärke und Wasser enthielt, mit einem zweimal gebogenen dünnen Gasleitungsrohr versehen und dessen äußeres Ende auf den Boden eines mit Kalkwasser gefüllten kleinen Glaszylinders (unter Korkverschluss) eingesetzt worden, trat nach einiger Zeit eine langsame aber dauernde Gasentwicklung ein und der Boden des Glaszylinders bedeckte sich mit einem weißen Niederschlag von kohlensaurer Kalkerde. Aus der Gesamtheit dieser Wirkungen scheint deutlich hervorzugehen, daß bei der Zersetzung der Stärke (und wohl ohne Zweifel auch anderer organischer Substanzen) unter Wasser zwei freie Säuren, Kohlensäure und noch eine andere Säure, welche mit Kalkerde ein lösliches Salz bildet, gebildet werden. Bereits früher hatte ich gelegentlich wahrgenommen, daß das Wasser, mit welchem zerdrückte Samen von Getreide und Hülsenfrüchten, Reismehl etc. übergossen worden, das Lackmuspapier röthete.

Hinsichtlich der durch organische Substanzen bewirkten Reduction des Silbers aus seiner salpetersauren Lösung, welche ich der Reduction der Salpetersäure zu salpetriger Säure durch den frei werdenden Wasserstoff zugeschrieben

habe,
lenw
sch
ohne
was
in g
chen
zu b
I
das
geno
Ich
luft
gen
fung
Plat
Wa
zufä
halt
Hrn
fahr
Flü
lod
eini
blic
und
ben
star
den
ang
sch
an
Re
den
ein
den
Gl

habe, würde es sich fragen, ob dieselbe auch durch Kohlenwasserstoff bewirkt werde? Versuche darüber dürften schwierig seyn, da die luftförmigen Kohlenwasserstoffe kaum ohne Beimischung von Wasserstoffgas zu erhalten sind, was namentlich beim Leuchtgas der Fall ist, welches sonst in genügender Menge zur Hand wäre. In meinen Versuchen wird übrigens die Gegenwart freien Wasserstoffs nicht zu bezweifeln seyn.

Im Verlauf der in Rede stehenden Versuche habe ich das Auftreten von salpetriger Säure unter Umständen wahrgenommen, welche mir Beachtung zu verdienen scheinen. Ich hatte mir einen wässerigen Auszug der Sägespäne von lufttrocknem Buchenholz bereitet, mit Benutzung der mäßigen Wärme meines Zimmerofens. Die galvanische Prüfung dieses bräunlich gefärbten Auszuges mit Hülfe zweier Platindrähte liefs darin die allmähliche Entwicklung freien Wasserstoffs, wie früher schon, erkennen. Ich kam nun zufällig auf den Gedanken, die Flüssigkeit auf einen Gehalt an salpetriger Säure zu prüfen, wozu ich das von Hrn. Schönbein mit so vielem Erfolge angewandte Verfahren benutzte. Demgemäfs wurde eine kleine Menge der Flüssigkeit in ein Probirglas geschüttet, dazu ein Körnchen Iodkalium und ein wenig Stärkewasser gethan und zuletzt einige Tropfen verdünnter Schwefelsäure zugesetzt. Augenblicklich entstand in der Flüssigkeit eine tiefblaue Färbung und damit war die Gegenwart salpetriger Säure in derselben offenbar. Da die Flüssigkeit bereits einige Tage gestanden hatte, so bereitete ich einen frischen Aufguß von denselben Sägespänen und prüfte diesen sofort auf die angegebene Weise, fand aber nichts oder etwa eine sehr schwache Spur von Färbung. Bei einer neuen Prüfung am nächstfolgenden Tage war jedoch schon eine deutlichere Reaction zu bemerken und sie nahm dann in den folgenden Tagen an Stärke rasch zu. Zu diesem Vorgang scheint ein fortdauernder Luftzutritt nicht erforderlich zu seyn; denn als ich von frisch bereitetem Aufguß etwas in ein Gläschen schüttete, dieses mit einem gefetteten Kork ver-

schloß und den Inhalt von Zeit zu Zeit prüfte, zeigte derselbe von dem an der Luft gestandenen Aufguss sich in keiner Weise verschieden. Die fragliche Reaction erfolgte sowohl, wenn der Aufguss von den Sägespänen abgossen worden, als auch wenn er darauf stehen geblieben war.

Was nun den Ursprung der salpetrigen Säure in dem Aufguss betrifft, so lag der Gedanke nahe, daß dieselbe etwa durch Reduction eines geringen Gehalts von Salpetersäure im Buchenholze entstanden seyn könne. Ich versuchte demnach, einen Gehalt von Salpetersäure in frisch bereiteten Auszügen von Sägespänen durch Behandlung derselben mit einem Zinkstreifen und einigen Tropfen verdünnter Schwefelsäure und durch nachfolgende Prüfung mit Iodkaliumstärke zu entdecken; alle Versuche dieser Art blieben aber ohne Erfolg und ich kann daher nicht zweifeln, daß die fragliche Bildung der salpetrigen Säure mit der allmählichen Zersetzung des Aufgusses in bestimmter Weise zusammenhänge.

Die Dauer desjenigen Zustandes der Aufgüsse, in welchem sie eine kräftige Reaction zeigten, war verschieden; in einigen Fällen blieb diese Reaction schon nach mehreren Tagen aus, in andern habe ich sie viele Wochen lang beobachtet. Bei einer wiederholten mikroskopischen Untersuchung der Aufgüsse letzter Art konnte ich anfangs nichts anderes als einzelne Trümmer von Holzzellen darin entdecken. Aber im weiteren Verlauf erkannte ich, daß aus dem dünnen bräunlichen Ueberzug, welcher sich auf dem Boden des die Flüssigkeit enthaltenden Glases abgesetzt hatte, allmählich ein leichtes zelliges Gebilde von schwammiger Beschaffenheit und lichtbräunlicher Farbe emporwuchs. Unterm Mikroskop erschien dasselbe als eine bloße Anhäufung unzähliger anscheinend gleichartiger Zellen, und ich möchte daher nach seiner ganzen Erscheinung glauben, daß das Gebilde eine Algenform gewesen sey. Die blaue Reaction der Flüssigkeit blieb während des Wachstums dieses pflanzlichen Gebildes zunächst un-

verh
Zeit
wom
mige
stiege
stoff
keit
leich
Vers
V
der
Veg
Fälle
ristis
kurz
habe
aber
saure
den.
in w
Spän
reits
welc
reite
halte
getat
I
petri
geta
nisch
Verb
chen

1) S
ka
ke
st
w

verändert, verschwand aber vollständig, als nach einiger Zeit aus dem Gebilde zarte grüne Fäden emporwuchsen, womit gleichzeitig zahlreiche Luftbläschen in der schwammigen Masse erschienen und aus derselben in die Höhe stiegen. Ohne Zweifel bestanden diese Bläschen aus Sauerstoff und es entstand daher die Frage, ob in der Flüssigkeit statt der verschwundenen salpetrigen Säure jetzt vielleicht Salpetersäure sich finden möge? Hierauf gerichtete Versuche ergaben aber nur ein negatives Resultat.

Wodurch wurde nun die in Frage stehende Bildung der salpetrigen Säure veranlaßt? Sollte der stattgehabte Vegetationsproceß sie bewirkt haben können? In manchen Fällen trat freilich auch ohne einen solchen die charakteristische blaue Färbung ein, dann aber immer nur auf kurze Zeit, so daß man denken könnte, in solchen Fällen habe der fragliche Vegetationproceß wohl begonnen, sey aber gestört worden, und das anfangs gebildete salpetrigsaure Salz (Ammoniak?) sey durch Verdunstung verschwunden. Ich muß hierbei noch bemerken, daß die Auszüge, in welchen der Vegetationsproceß beobachtet worden, mit Spänen von solchem Holze bereitet waren, welches bereits ein Jahr lang an der Luft gelegen hatte; in Auszügen, welche mit Spänen von frisch gefälltem Buchenholz bereitet worden, habe ich die blaue Reaction zwar auch erhalten, aber nur auf kurze Zeit und den angegebenen Vegetationsproceß nie beobachtet.

Bekanntlich enthalten viele Verbrennungsproducte salpetrigsaures Ammoniak¹⁾, dessen Bildung durch einen Vegetationsproceß unmöglich ist. Aber die Zersetzung organischer Substanzen unter Wasser ist nicht mit der trocknen Verbrennung derselben zu identificiren. Die in der Buchenkohle enthaltene salpetrige Säure kann übrigens auch

1) Sehr kräftige blaue Reactionen habe ich (durch die Prüfung mit Iodkaliumstärke) bei frisch aus meinem Windofen genomener Buchenkohle, Ruß und Asche erhalten; sie blieben aber aus, wenn diese Substanzen erst nach längerem Verweilen an der Luft der Prüfung unterworfen wurden, das flüchtige Salz also entwichen war.

nicht durch eine Reduction von Salpetersäure während der Verbrennung des Buchenholzes entstehen, da dieses nach meinen Versuchen keine Salpetersäure enthält. Eine solche Reduction der Salpetersäure in Glöhwärme kann jedoch, so paradox sie auch bei salpetersauren Salzen erscheinen mag, unter Umständen wirklich stattfinden; so habe ich bei wiederholten Prüfungen des Pulvers von frisch zerstoßenein weißem Glase, welches mit schwach schwefelsaurem Wasser ausgelaugt wurde, ohne Ausnahme die Reaction der salpetrigen Säure erhalten, die in diesem Falle nur aus dem Salpeter, welche der zu schmelzenden Masse für weißes Glas zugesetzt wird, durch Reduction der Salpetersäure während des glühenden Flusses entstanden seyn kann.

Um den erörterten Versuchen eine größere Ausdehnung zu geben, habe ich mir wässerige Auszüge von Buchenrinde, Torfgrus, Gartenerde und verwelkten Blättern bereitet und mit denselben ebenfalls die Prüfung auf salpetrige Säure vorgenommen, aber darin auch bei oft wiederholten und lange fortgesetzten Prüfungen keine Spur von salpetriger Säure entdecken und auch den oben beschriebenen Vegetationsproceß nicht wahrnehmen können, was anzudeuten scheint, daß diese Flüssigkeiten für die Entwicklung des bezeichneten pflanzlichen Gebildes, dessen Keime nicht gefehlt haben werden, nicht geeignet waren. Auch die Auszüge von Buchensägespänen, welche, in mäßig feuchtem Zustande längere Zeit der Luft ausgesetzt, allmählich in Verwesung übergegangen waren (wie die Bräunung derselben erkennen liefs), zeigten bei der Prüfung mit Iodkaliumstärke niemals eine Bläuung.

Nach länger als Jahresfrist habe ich die in Rede stehenden Versuche mit denselben Sägespänen (von denen ich einen größeren Vorrath aufbewahrt hatte) wiederholt und die nämlichen Erfolge wie früher erhalten; Täuschungen können also wohl nicht stattgefunden haben.

E. Versuche mit Schwefelmetallen.

Zu den unter B. angegebenen Fällen von Oxydation durch Wasserzersetzung habe ich noch einen kleinen Nach-

trag
einig
che
felw
schon
zu
eine
risc
Prüf
auch
vorl
gen

Wa
eine
posi
neb
tris
in
neu
Pap
kur
sun
W
zur
err
wo
W
the
in
un
flä
in
lös
gal

(a

trag zu liefern, nämlich die Ergebnisse von Versuchen mit einigen Schwefelmetallen. Diejenigen Schwefelmetalle, welche im lufttrocknen Zustande eine Ausscheidung von Schwefelwasserstoff durch den Geruch wahrnehmen lassen, geben schon dadurch eine durch sie veranlasste Wasserzersetzung zu erkennen, da der entweichende Wasserstoff nur aus einer Zersetzung des von denselben verdichteten atmosphärischen Wassers herrühren kann. Bei der galvanischen Prüfung der Lösungen solcher Schwefelmetalle erhielt ich auch mehr und minder ausenliche, dem in der Lösung vorhandenen freien Wasserstoff entsprechende Ablenkungen der Galvanometernadel.

Die Lösung des Fünffach-Schwefelkaliums in reinem Wasser ist eine sehr negative Flüssigkeit und sollte daher einen mit ihr in Berührung kommenden Platindraht kräftig positiv elektrisch machen. Davon ist aber nichts wahrzunehmen; der Draht wird umgekehrt kräftig negativ elektrisch. Als ich Stückchen von Fünffach-Schwefelkalium in reines Wasser brachte, und dieses mit sehr verdünnter neutraler oxalsaurer Kalilösung durch zwei Platindrähte und Papierstreifen galvanisch verband, trat sofort eine Ablenkung ein, welche eine negative Erregung des in der Lösung befindlichen Platindrachts, also die Gegenwart freien Wasserstoffs darin anzeigte. Die Ablenkungen stiegen bei zunehmender Zersetzung der Lösung mit jedem Tage und erreichten nach einiger Zeit ein Maximum von 70° . Gleichwohl geht die Zersetzung nur sehr langsam vor sich. Während derselben hob sich der in äußerst feiner Zertheilung ausgeschiedene Schwefel aus der Tiefe allmählich in die Höhe, bildete daselbst zuerst eine wolkige Trübung und später ein zusammenhängendes Häutchen auf der Oberfläche. Als ich Stückchen von Fünffach-Schwefelkalium in verdünnter Lösung von neutralem oxalsaurem Kali sich lösen ließ, erhielt ich Ablenkungen bis zu $90^{\circ} +$ bei der galvanischen Prüfung.

Dem Fünffach-Schwefelkalium gleich, verhalten sich (meinen älteren Versuchen zufolge) auch die übrigen

Schwefelungsstufen des Kali; die Lösungen derselben machen ebenfalls einen in sie eingesenkten Platindraht negativ elektrisch, eine nothwendige Folge des darin stattfindenden gleichen chemischen Vorgangs. Dadurch wird übrigens die den fraglichen Lösungen an sich zukommende galvanische Wirkung auf Platin nur verdeckt; denn als ich die Lösungen von Dreifach- und Einfach-Schwefelkalium einerseits durch Leinenstreifen und andererseits durch zwei Platindrähte mit einander verband, erhielt ich ansehnliche Ablenkungen im Sinne jener Wirkungen, welche nur dadurch hervortreten konnten, daß die gleichen galvanischen Wirkungen des Wasserstoffs auf beide Platindrähte durch ihre entgegengesetzte Richtung sich aufhoben.

Einfach-Schwefelcalcium in reinem Wasser bewirkte Ablenkung von nur 15° , Folge seiner geringen Löslichkeit.

Schwarzes Schwefeleisen liefs in reinem Wasser keine Zersetzung erkennen; nach Zusatz eines Körnchens von neutralem oxalsaurem Kali erfolgten Ablenkungen bis zu 12° in der zu erwartenden Richtung. In sehr verdünnter Aetzkalilösung (in beiden Gläsern) stiegen die Ablenkungen auf 17° .

Auch Schwefelantimon liefs in reinem Wasser keine Zersetzung wahrnehmen, in sehr verdünnter Aetzkalilösung aber bewirkte es Ablenkungen bis zu 75° in der dem frei werdenden Wasserstoff entsprechenden Richtung.

V. Ueber die positiv elektrische Erregung des Platins in destillirtem Wasser.

Hinsichtlich dieser Erregung fragt es sich, ob sie vom Wasser selbst oder von den darin gelösten Gasen oder auch von beiden herrühren möge? Wiederholte, mit möglichster Sorgfalt von mir ausgeführte Versuche, haben das letztere ergeben. Zwei kleine Cylindergläser wurden mit demselben destillirten Wasser, das eine mit dem Wasser, wie es an der Luft gestanden, das andere nach stundenlangem Kochen desselben, gefüllt, durch einen schmalen

Streifen dicken Fließpapiers ¹⁾ verbunden und dann mittelst zweier wohlgereinigter Platindrähte geprüft. Das constante Ergebniss aller, mit wiederholter Umwechselung der Drähte ausgeführter Versuche, war eine kleine Ablenkung der Galvanometernadel von reichlich $\frac{1}{2}^{\circ}$ in Folge einer positiven Erregung des im ungekochten Wasser befindlichen Platindrahts. Wenn man erwägt, wie schwierig die Entfernung kleiner Luftmengen aus dem Wasser durch Kochen ist, so wird, dem erhaltenen Versuchsergebniss zufolge, die galvanische Wirkung der im destillirten Wasser enthaltenen Luft auf Platin nicht zweifelhaft erscheinen. Um zu sehen, ob auch das Wasser an sich elektromotorisch auf Platin wirke, benutzte ich die Methode des ungleichzeitigen Einsenkens der Platindrähte in lufthaltiges Wasser; und um dabei die störende Einwirkung eines möglicherweise vorhandenen, wenn auch noch so geringfügigen Mangels an Homogenität der bestens gereinigten Platindrähte zu umgehen, liess ich den einen Draht unberührt im Wasser stehen und senkte den andern ein, nachdem er entweder durch scharfes Abreiben zwischen mit Bimspulver bestreutem feinem weissem Leder von den anhaftenden Gasen befreit, oder nachdem er durch Aussetzen an die Luft blofs getrocknet war. Der gleichbleibende Erfolg solcher abwechselnden Versuche war (bei deren häufigster Wiederholung) der Eintritt von gleichgerichteten Ablenkungen in beiden Fällen, im ersten Falle von reichlich 2° , im letzten von nur 1° . Hiernach übt also auch das destillirte Wasser an sich eine schwache elektromotorische Wirkung auf Platin aus, welche etwa die Hälfte der Gesamtwirkung beträgt. Beide Wirkungen sind freilich äusserst geringfügig, was von der Wirkung des Sauerstoffs, der vom Platin so reichlich an dessen Oberfläche verdichtet wird, allerdings höchst auffallend erscheint, wie ich es auch im Vorigen (III) bereits gelegentlich hervorgehoben habe.

Göttingen, Nov. 1865.

1) Randabschnitte von Kupferstichen sind sehr brauchbar dazu.

XIV. Zur Berechnung der Mikroskop-Vergrößerung; von Dr. Francis Place.

Das soeben ausgegebene dritte Heft des ersten Bandes der dies-jährigen Annalen bringt auf Seite 455 bis 461 eine Abhandlung von Hrn. Dr. Arndt: über die theoretische Berechnung der Vergrößerung beim Mikroskop; möge es mir gestattet seyn, hier einige Bemerkungen zu derselben zu äußern.

Wenn zunächst Hr. Dr. Arndt sagt, er habe selbst in ausführlichen Werken die Theorie des Mikroskopes entweder gar nicht oder nur andeutungsweise behandelt gefunden, so dürfte denn doch eine ganze Reihe von Schriften namhaft zu machen seyn, welche diese Theorie — zum Theil sehr ausführlich — enthalten. Mit ganz vorzüglicher Schärfe findet man z. B. dieselbe entwickelt im »Mikroskop« von Nägeli und Schwendener¹⁾. Hier werden — unter Zugrundelegung der »dioptrischen Untersuchungen« von Gauß — die Cardinalpunkte (Hauptpunkte und Brennpunkte) für ein von Luft umgebenes, centrirtes Linsensystem berechnet (S. 9 bis 21), die Resultate werden hierauf (S. 22 bis 34) zur Berechnung der Cardinalpunkte eines aus drei achromatischen Linsen zusammengesetzten Objectivsystems, sowie eines vollständigen Mikroskopes angewendet, woraus sich dann die Vergrößerung desselben mit der äußersten Genauigkeit ergibt. Anstatt die Krümmungsradien der brechenden Flächen zu messen und aus diesen und dem (selten genau bekannten) Brechungsindex die Cardinalpunkte zu berechnen, ist es in der Praxis vorzuziehen, die letzteren aus einer Reihe zweckmäßig angestellter Beobachtungen direct abzuleiten. Die hierzu erforderlichen Beobachtungen und Rechnungen sind S. 170 bis 181 angezeigt; dieselben führen mit einer Genauigkeit zum Ziele, die gar nichts zu wünschen übrig läßt, man kann bei hinreichender Sorgfalt überall recht wohl $\frac{1}{2}$ Proc. verbürgen, so daß es sich fast komisch ausnimmt, wenn es dazwischen heißt: eine so große Genauigkeit sey ganz und gar überflüssig, es sey vollkommen gleichgültig, ob die Vergrößerungsziffer um ein Paar Einheiten höher oder niedriger ausfalle.

1) Das Mikroskop, Theorie und Anwendung desselben, von C. Nägeli und S. Schwendener. 1865. Leipzig bei Engelmann.

So unrichtig es nun einerseits war, wenn Hr. Dr. Arndt sagte, eine gute Theorie des Mikroskops finde sich nirgends, so wenig dürften andererseits seine Formeln zweckmäßig, das heisst, anschaulich und zur Berechnung bequem, seyn. Will man das vorhin von der überflüssigen Genauigkeit Gesagte gelten lassen und dem entsprechend die Glasdicken vernachlässigen, also die Hauptpunkte jeder Linse als in deren optischem Centrum zusammenfallend ansehen¹⁾, so hat man doch noch zu beachten, dass die der Vergrößerungsziffer zu Grunde gelegte Normalsehweite durchaus nicht die persönliche Sehweite des Beobachters zu seyn braucht, und dass zwischen dem optischen Centrum der Ocularloupe und dem Kreuzungspunkt im Auge des Beobachters ein sehr ansehnlicher Zwischenraum bleibt²⁾, dessen Nichtbeachten Fehler von 5 bis 10 Proc. hervorgerufen kann. Das Auge darf also nicht etwa (wie Hr. Dr. Arndt auf S. 456 sagt) »dicht am optischen Mittelpunkt des Augenglases« gedacht werden, alle unter dieser Annahme aufgestellten Formeln sind unrichtig. Ferner wird die Voraussetzung, das Ocular solle vom Collectiv um $\frac{3a+c}{3}$ abstehen, zu einer unzuweckmäßigen und lästigen Beschränkung, denn erstens ist dieselbe beim Campani'schen Ocular keineswegs immer und beim Ramsden'schen natürlich nie erfüllt, und zweitens macht sie die Formel nicht einfacher (vergleiche die letzten Worte auf S. 455), sondern im Gegentheil complicirter. Endlich gewinnen derlei Formeln sehr an Anschaulichkeit und nehmen eine zur numerischen Berechnung viel bequemere Gestalt an, wenn man besondere Hilfsgrößen einführt.

Aus diesen Gründen halte ich eine Betrachtungsweise für vorzüglicher, welche ich bereits im Frühjahr 1859 in Reichert und Du-Bois-Reymond's Archiv für Anatomie usw. veröffentlicht habe, und die ich — da über Mangel an einer Theorie geklagt wird — hier im Auszug wiederhole:

Die Vergrößerung eines Mikroskops bestimmt sich durch

- 1) Die fast ausschließlich angewandte *Planconvex*-Linse hat ihr optisches Centrum sehr nahe am Schnittpunkt der gewölbten Fläche mit der optischen Axe.
- 2) Der Kreuzungspunkt liegt etwa 8 Millimeter hinter der Vorderfläche der Hornhaut; bringt man das Auge so nahe an das Ocular, wie man kann, ohne dass die Wimpern dasselbe berühren, so ist der Kreuzungspunkt von der Oberfläche des Glases mindestens 15 Millimeter, vom optischen Centrum desselben noch mehr, entfernt.

einen Bruch, dessen Zähler diejenige Gröfse ist, die das Object haben müfste, um aus 250 Millimeter Entfernung dem Auge ebenso grofs zu erscheinen, wie das im Mikroskop gesehene Bild, während der Nenner die wahre Gröfse des Objectes ist.

Empirisch kann man die Vergröfserung bestimmen durch Abzeichnen des Bildes einer Mikrometertheilung mittelst der Camera lucida oder durch gleichzeitige Anwendung beider Augen; im letzteren Falle mufs man das Mikrometer so drehen, dafs dessen Striche mit der Verbindungslinie beider Augen parallel laufen.

Ist dann:

- | | |
|---|---------------------|
| d die Distanz der Theilstriche auf dem Mikrometer | } beliebige Einheit |
| D die Distanz der Theilstriche auf der Zeichnung | |
| W der Lichtweg von der Zeichnung bis zum Kreuzungspunkt im Auge. (In Millimetern) | |
| V die Vergröfserung, | |

so ist:

$$V = \left(\frac{D}{d}\right) \cdot \left(\frac{250}{W}\right).$$

Theoretisch kann man die Vergröfserung bestimmen durch Berechnung der Lage und Gröfse der physischen und virtuellen Bilder aus den gegebenen Brennweiten und Abständen der Gläser. Geht man von dem Falle einer einfachen Loupe aus, so sey:

- | | |
|--|---|
| a die Brennweite der Loupe | } vom optischen Centrum der Loupe aus gemessen, |
| g die Distanz des betrachteten Gegenstandes | |
| w die Distanz des (virtuellen) Bildes | |
| n die Normalschweite (also 250 Millimeter) | } vom Kreuzungspunkt im Auge aus gemessen, |
| p die persönliche Sehweite des Beobachters | |
| k die Distanz des optischen Centrus der Loupe vom Auge | |

so ist zuerst:

$$w = \frac{a \cdot g}{a - g}$$

und

$$w = p - k,$$

woraus folgt:

$$g = \frac{a \cdot (p-k)}{a + (p-k)}.$$

Offenbar ist die auf die Normalschweite reducirte Vergrößerung $= \frac{n}{p} \cdot \frac{w}{g}$ also:

$$V = \frac{n}{p} \cdot \left(\frac{a+p-k}{a} \right)$$

wofür man zweckmäßiger schreibt:

$$V = \frac{n}{a} + \frac{n}{p} \left(\frac{a-k}{a} \right).$$

Dieses ist die wahre Formel für die Vergrößerung einer Loupe, aus ihr sieht man sofort (was oft sehr umständlich bewiesen wird) daß die Vergrößerung nur dann von der persönlichen Sehweite des Beobachters unabhängig ist, wenn sich das Auge im zweiten Brennpunkt der Loupe befindet; dann ist $k=a$ und also $V = \frac{n}{a}$. Die ungemein verbre-

tete Formel: $V = \frac{n+a}{a}$ (die auch auf S. 456 angenommen wird) setzt $n=p$ und $k=0$ voraus, wovon das letztere unmöglich ist, wodurch eben die Formel unrichtig wird.

Unter Beibehaltung der Werthe n , p , k sey nun:

a die Brennweite der *Ocular*-Linse,

b „ „ „ *Collectiv*-Linse,

c „ „ „ *Objectiv*-Linse (resp. Systems ¹⁾),

d die Entfernung des *Oculars* vom *Collectiv*,

e „ „ „ *Collectivs* vom *Objectiv*,

man berechnet dann die Hilfsgrößen ²⁾:

$$x = d - \frac{a \cdot (p-k)}{a + (p-k)}$$

$$z = e + \frac{b \cdot x}{b-x}$$

und erhält die Formel:

$$V = \left[\frac{n}{a} + \frac{n}{p} \left(\frac{a-k}{a} \right) \right] \cdot \left[\frac{b-x}{b} \right] \cdot \left[\frac{z-e}{e} \right].$$

Das erste Glied derselben ist die Vergrößerung durch das *Ocular*, das letzte ist die Vergrößerung durch das *Ob-*

1) Im oben genannten Aufsatz habe ich die drei *Objectiv*-Linsen einzeln behandelt, im vorliegenden habe ich sie zusammengefaßt, theils der Kürze halber, theils um mich der *Arndt'schen* Bezeichnungsart zu nähern.

2) Von diesen Hilfsgrößen ist x der Abstand des durch *Objectiv* und *Collectiv* zusammen bewirkten Bildes vom *Collectiv* und z der Abstand des *Objectivs* von dem durch dieses allein hervorgebrachten Bilde. Die Herleitung unserer Formeln liegt ganz und gar auf der Hand und ist in der That nichts, als eine 2 — 3 Mal wiederholte Anwendung der bekannten (auch auf S. 455 zu Grunde gelegten) *Fundamentalformel*.

jectiv; das mittlere, welches die Vergrößerung durch das Collectiv darstellt, ist beim Campani'schen Ocular kleiner, beim Ramsden'schen größer, als 1. Nimmt man das Collectiv ganz fort, so wird b unendlich, wodurch $z = (e+x)$ und $\left(\frac{b-x}{b}\right) = 1$ wird; beim Ramsden'schen Ocular wird x negativ. Ist diese Formel schon durch diese Allgemeinheit der Arndt'schen überlegen, so dürfte dieses hinsichtlich ihrer unvergleichlich größeren Uebersichtlichkeit und Bequemlichkeit in noch weit höherem Grade gelten.

Nach der hier gewählten Bezeichnung ist für die auf S. 460 beschriebenen Vergrößerungen gegeben (in Millimetern):

	I.	II.	III.	IV.
a	$33\frac{1}{3}$	25	20	$13\frac{1}{3}$
b	60	45	36	30
c	40	40	40	40
d	$53\frac{1}{3}$	40	32	$23\frac{1}{3}$
e	$166\frac{2}{3}$	180	188	$196\frac{2}{3}$

Setzt man $p = n = 250$ und $k = 20$, so berechnet man:

	I.	II.	III.	IV.
x	24,22	17,45	13,60	10,73
z	207,28	208,50	209,86	213,37
Ocular-Vergr.	7,90	10,20	12,50	18,25
Collectiv-Vergr.	0,596	0,618	0,622	0,642
Objectiv-Vergr.	4,18	4,21	4,25	4,33
V	19,7	26,5	33,0	50,7

Wenn die Verhältnisse dieser Gesamtvergrößerungen von denen, die Hr. Dr. Arndt durch zahlreiche, directe Messungen gefunden (S. 461), noch immer um etwa 4 Proc.¹⁾ abweichen, so kann ich nicht umhin, die gegebenen Abstände und Brennweiten mit einigem Mißtrauen anzusehen. Bei hinreichend scharfer Messung (vom optischen Centrum aus) würden, meine ich, statt der ganzen, runden Zahlen gewiss einige, nicht zu vernachlässigende Brüche auftauchen, doch steht mir hierüber ein bestimmtes Urtheil natürlich nicht zu.

Neudietendorf bei Gotha, im April 1866.

1) Bei genauester Messung der Brennweiten und Abstände und der Größen p und k stimmen die theoretisch und empirisch gefundenen Vergrößerungsziffern bei mir jederzeit innerhalb 1 Proc. überein.

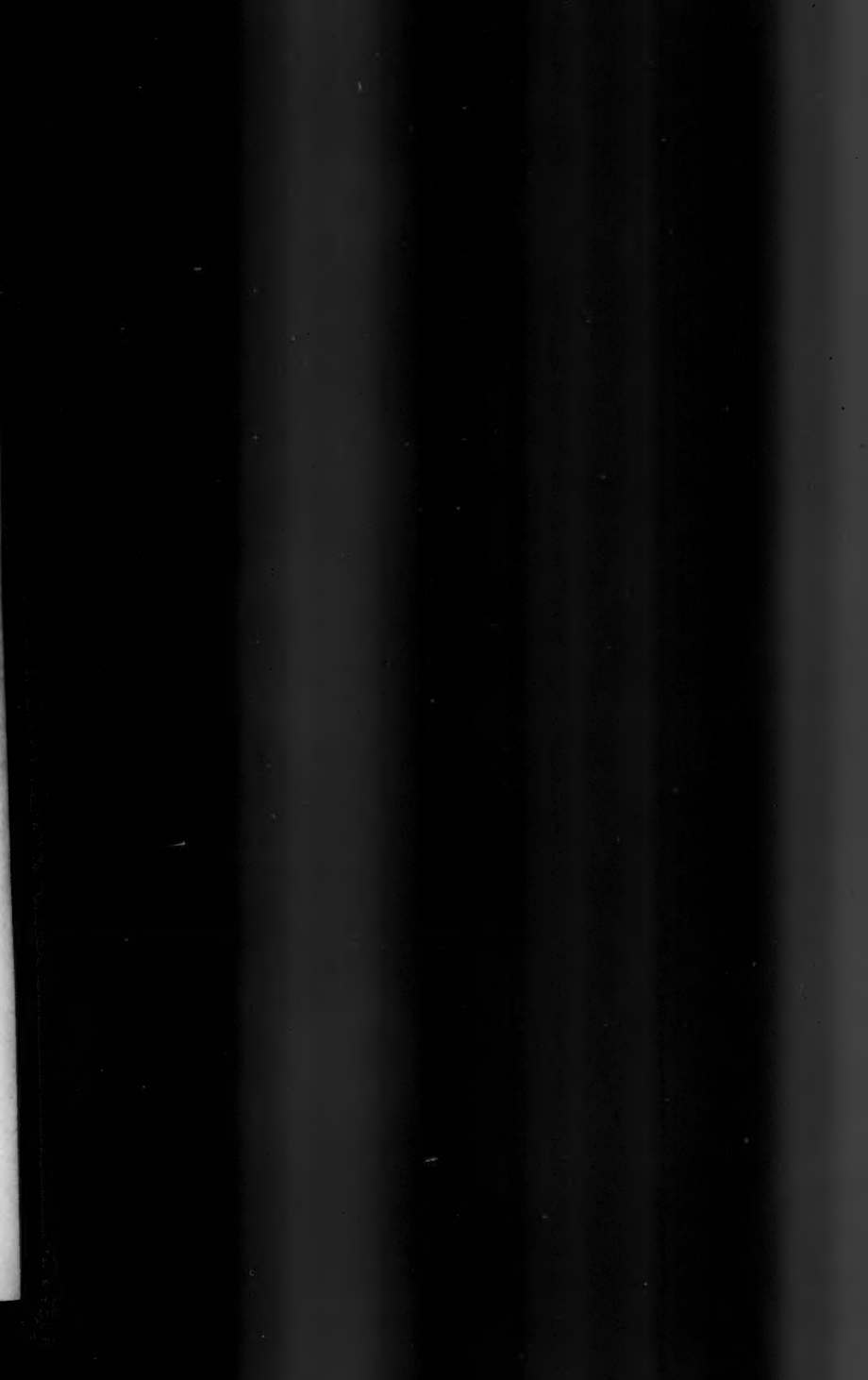


Fig. 2.

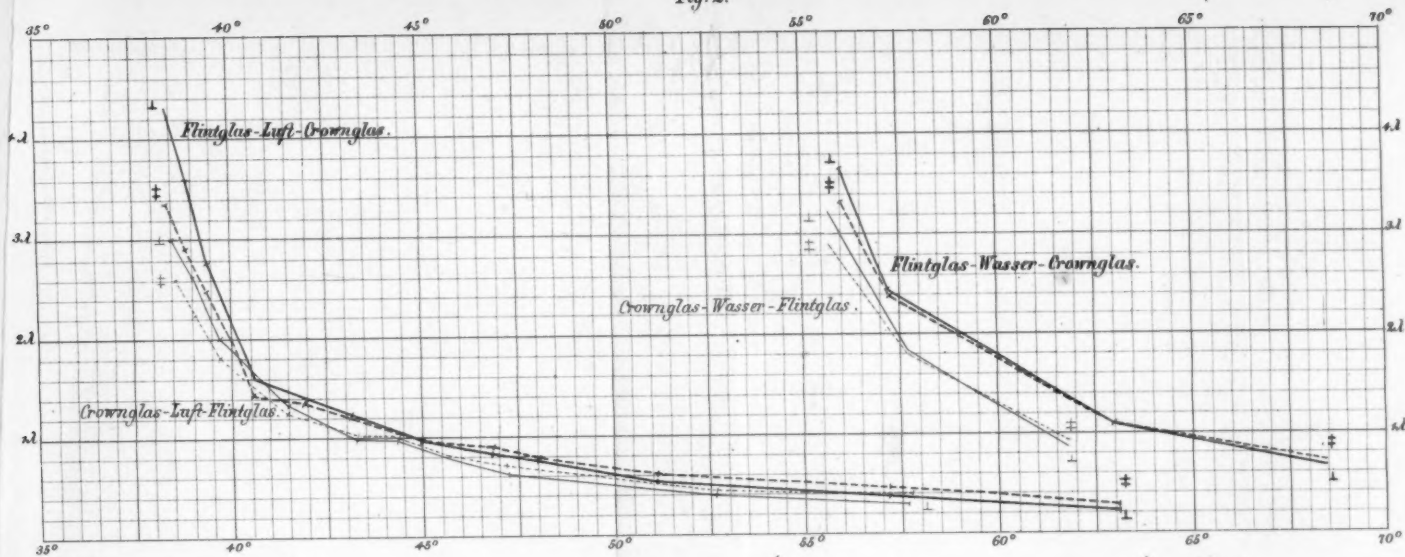


Fig. 1.

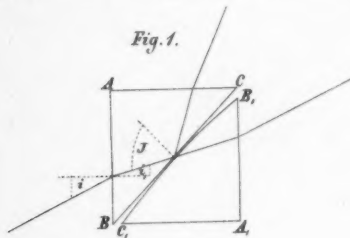


Fig. 3.

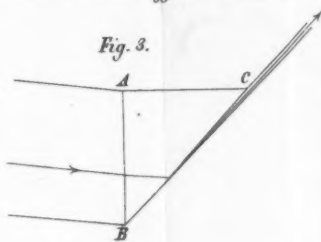


Fig. 7.

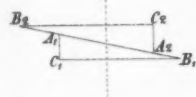


Fig. 8.



Fig. 4.

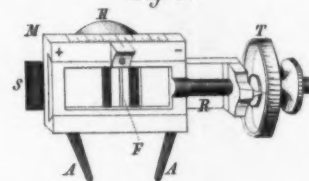


Fig. 9.

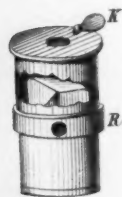


Fig. 10.

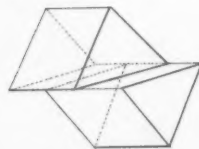


Fig. 6.



Fig. 5.

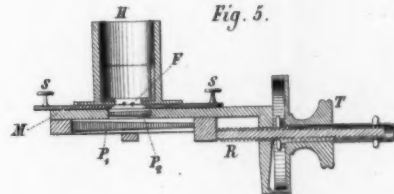
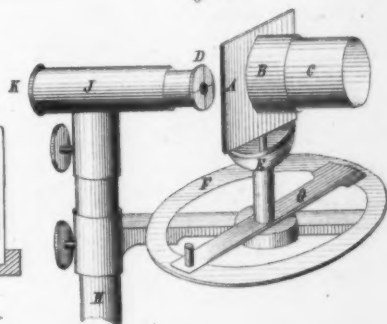
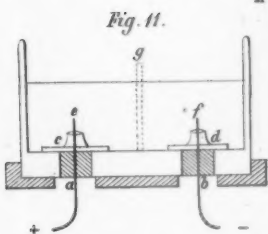
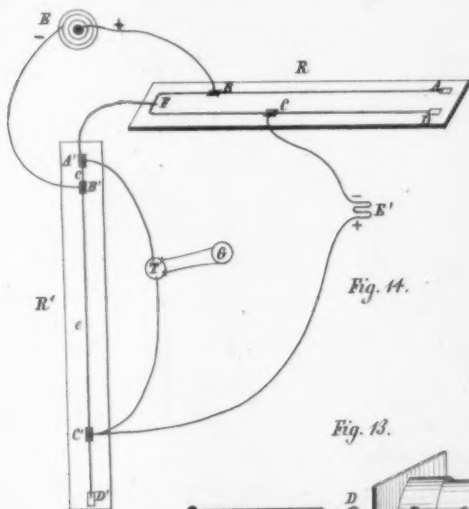
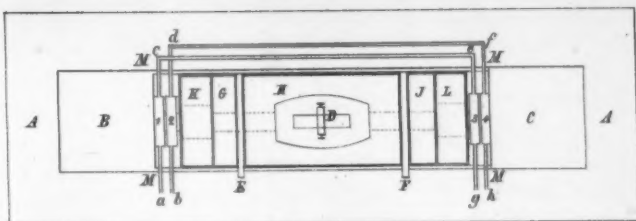
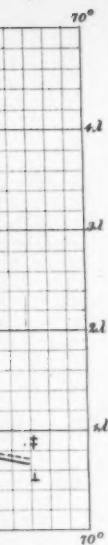
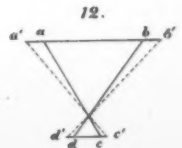
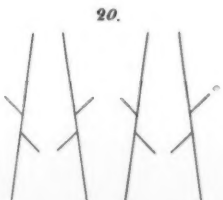
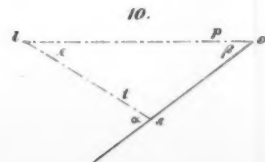
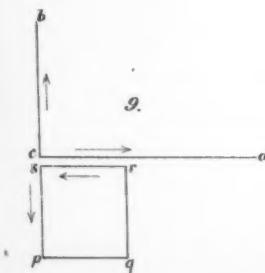
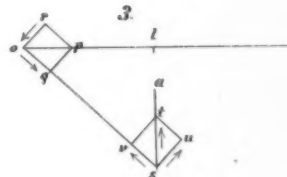
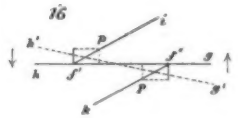
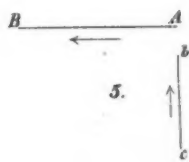
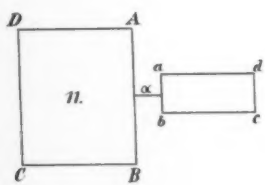
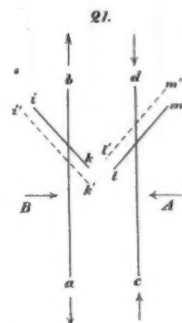
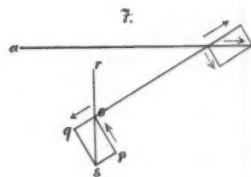
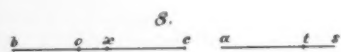
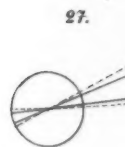
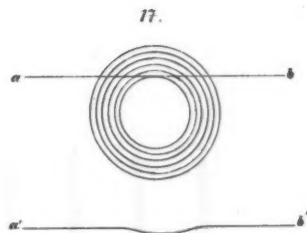
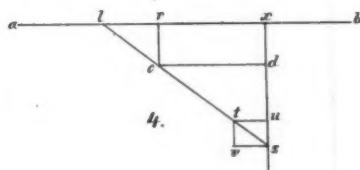
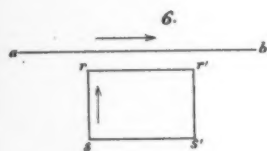
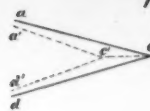
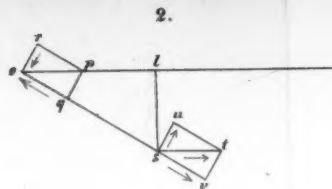
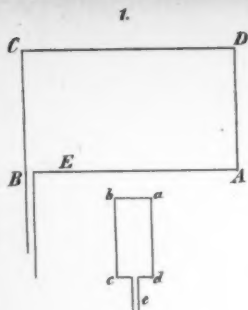


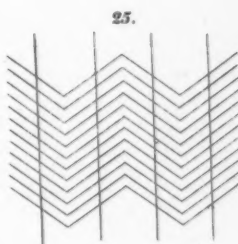
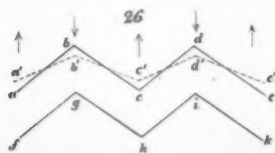
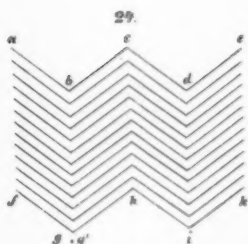
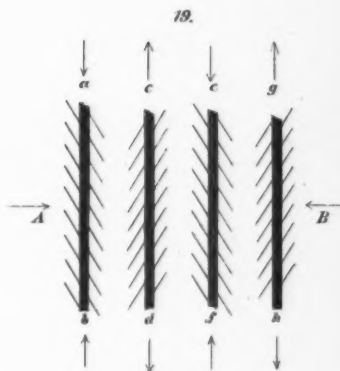
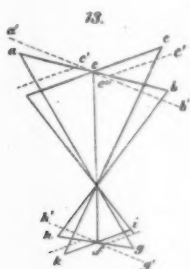
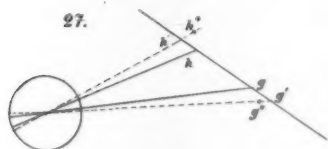
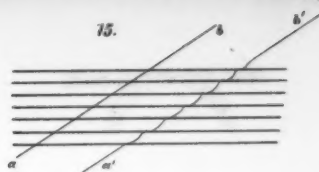
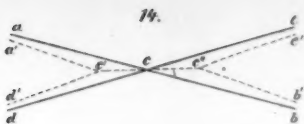
Fig. 12.

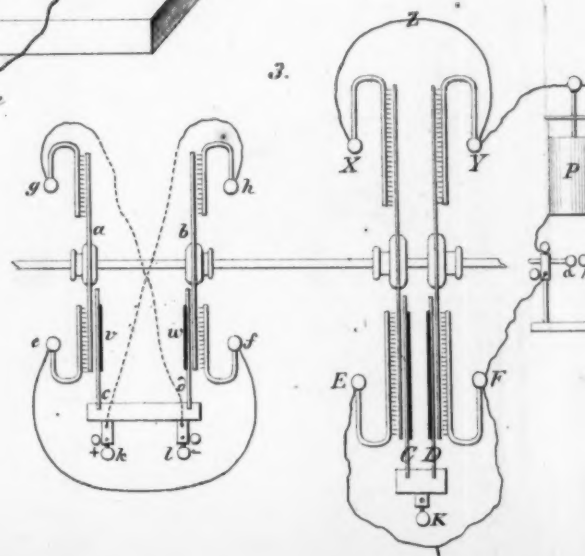
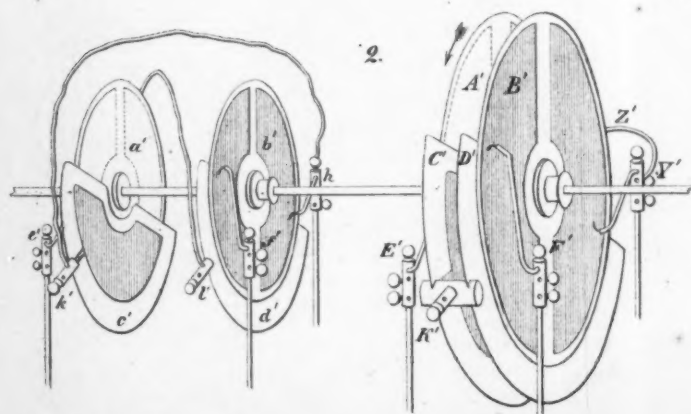
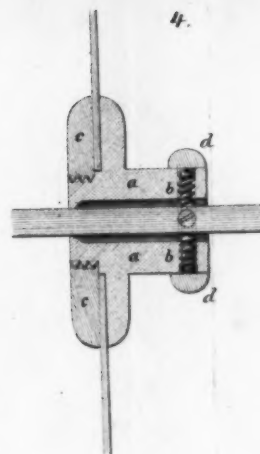
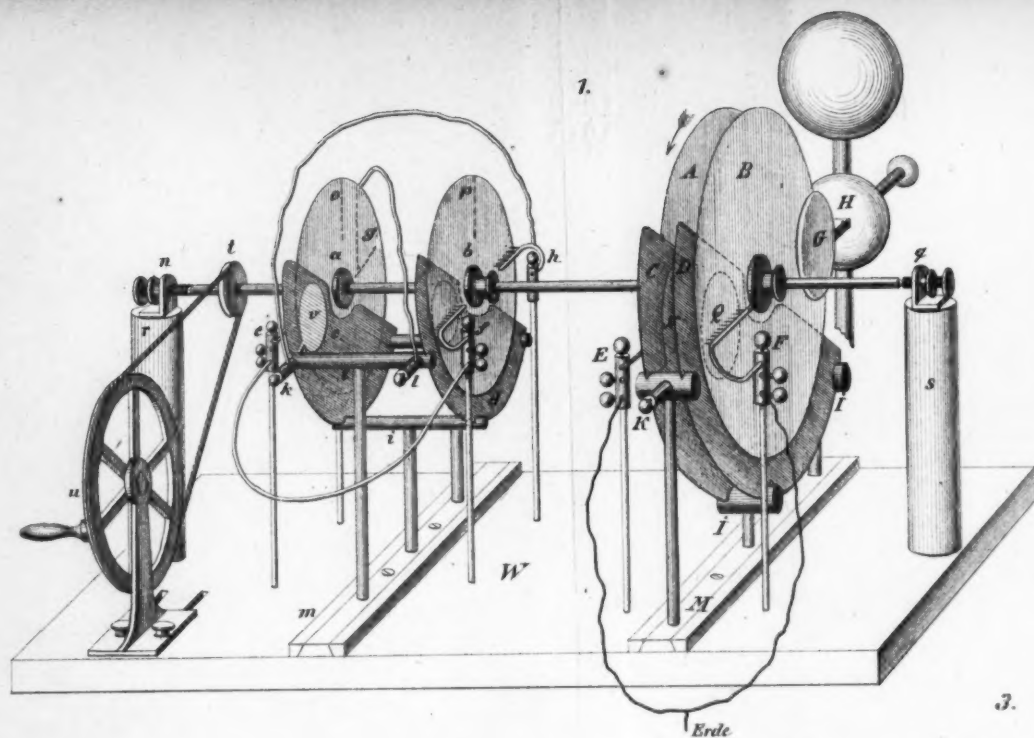
Tafel I.





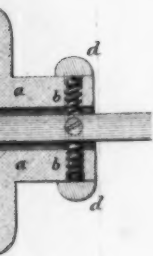
A. Schütz in Stein gest.



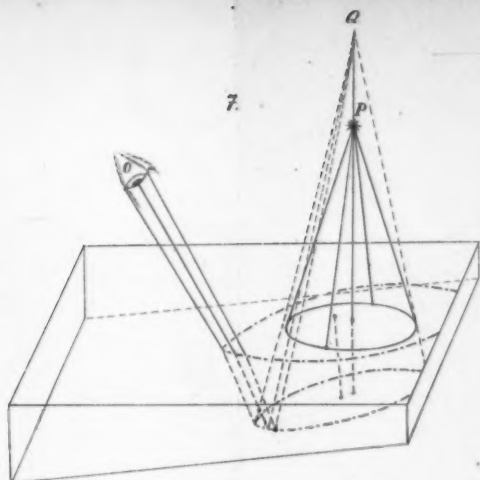


A. Schütz in Stein gedr.

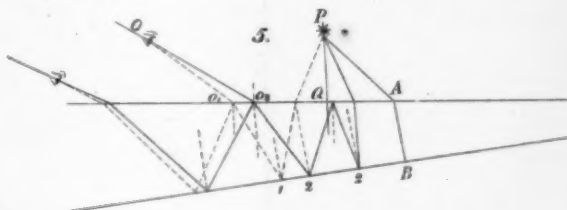
4.



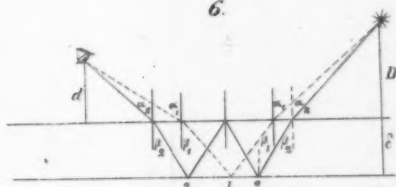
7.



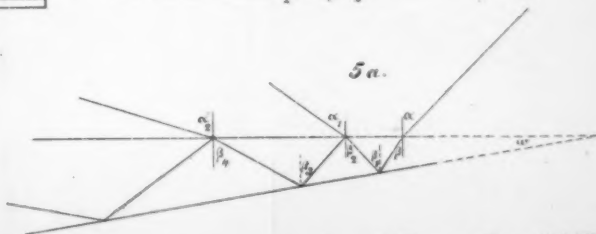
5.



6.



5a.



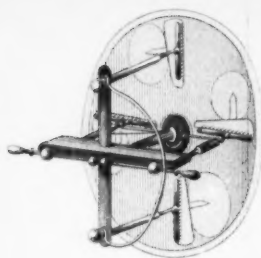


Fig. 2.

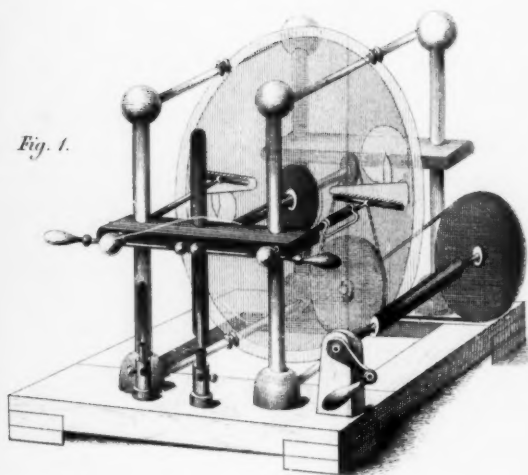


Fig. 1.

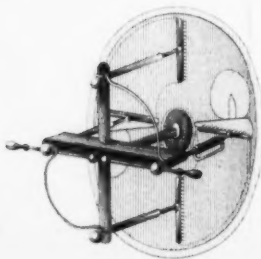


Fig. 3.

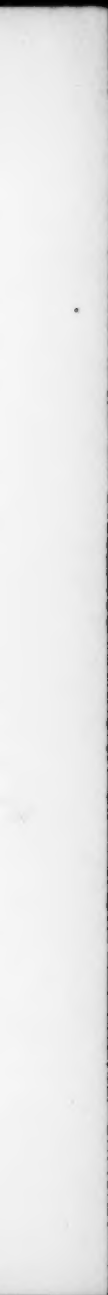


Fig. 7.



Fig. 6.



Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.



Taf. V.
Fig. 4.

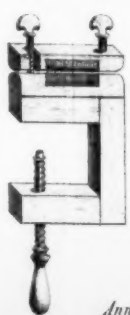
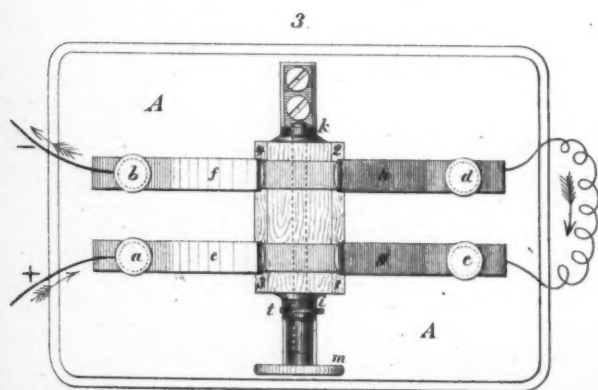
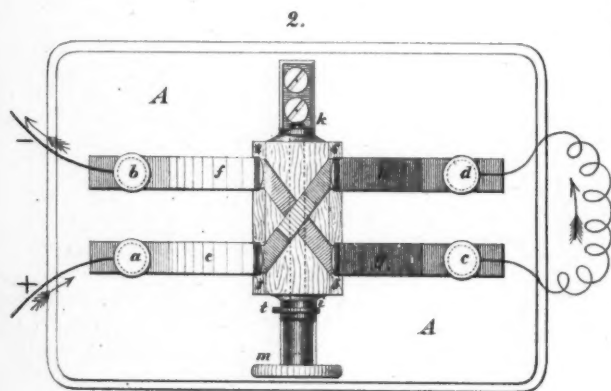
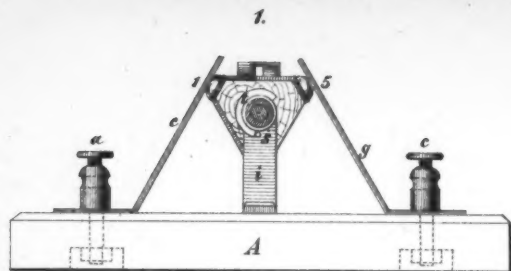


Fig. 5.





A. Schütz in Stein gest.

